

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

## МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ ІЗ КУРСУ  
«КВАНТОВІ ПРИЛАДИ ТА ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА»  
Для студентів спеціальності «Електронні прилади та пристрої»

*Рекомендовано Вченою радою ФЕЛ  
Протокол №06/14 від 23 червня 2014 р.*

Київ НТУУ «КПІ» 2014

Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Квантові прилади та лазерна техніка» для студентів спеціальності «Електронні прилади та пристрої» / Уклад. О.М. Бевза, В.А. Чадюк, Л.Н. Шмирьова – К.: НТУУ «КПІ», 2014. – 41с.

Рецензенти: Л.Д. Писаренко

Навчальне видання

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ  
до лабораторних робіт з курсу  
«Квантові прилади та лазерна техніка»

*Рекомендовано Вченою радою ФЕЛ  
Протокол №06/14 від 23 червня 2014 р.*

Укладачі: *Бевза Олег Миколайович, ас., Чадюк Вячеслав Олексійович, к.т.н., Шмирьова Людмила Миколаївна, к.т.н..*

Відповідальний  
за випуск *Л.Д. Писаренко, д.т.н., проф..*

Рецензенти: *К.О. Трапезон, к.т.н, доц.*

## ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ БАГАТОШАРОВИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ДЗЕРКАЛ

Мета роботи: 1) ознайомитися з конструкцією, принципом дії, оптичними параметрами дзеркал і способами їх вимірювання; 2) експериментально дослідити спектральну залежність коефіцієнта пропускання дзеркал.

### 1.1. Короткі теоретичні відомості

Одна із найважливіших галузей застосування багатошарових діелектричних дзеркал (БДД) - використання їх як високодобротних оптичних резонаторів лазерів, що обумовлено їх значним коефіцієнтом відбиття, який може досягати значень порядку 99,99%. Коефіцієнт відбиття металевих дзеркал, що представляють собою підкладку із скла з нанесеним на неї шаром Al, Ag, Au, або Cu знаходиться в межах 80 ... 97%. У лазерах з невеликим коефіцієнтом підсилення активного середовища БДД - єдиний тип дзеркал, при використанні яких можлива генерація.

БДД являє собою багатошарову структуру, що складається як правило, із 11-31 шарів, що чергуються з високим (H) і низьким (L) показниками заломлення однакової оптичної товщини  $\lambda_0/4$  . (де  $\lambda_0$  -довжина хвилі максимуму відбиття). Найчастіше застосовуються покриття з непарним числом шарів, крайні шари яких, межують з підкладкою і навколишнім середовищем, мають високий показник заломлення. Таке покриття з непарним числом шарів на поверхні прозорої підкладки  $S_1$  (наприклад, скла) позначають таким чином:

$S_1HLHL \dots HLH$

В якості високозаломлюючих речовин у видимій області спектра використовують ZnS,  $TiO_2$ ,  $ZrO_2$ ,  $HfO_2$ ,  $Ta_2O_5$ , показник заломлення яких  $n_H$ , знаходиться в межах 2,30...1,85. Шари із низьким показником заломлення  $n_L$  виконують із  $Na_3AlF_6$  (криоліт),  $MgF_2$ ,  $SiO_2$ , показники заломлення яких відповідно дорівнюють 1,35; 1,39; 1,45. При однаковому числі шарів коефіцієнт відбиття БДД тим вище, чим більше різниця в показниках заломлення шарів. Дзеркала з шарів, виконаних з оксидів, мають істотно більш високу механічну і хімічну стійкість, їх останній шар, що межує з повітрям, виконують з  $SiO_2$  товщиною  $\lambda/2$ .

Принцип роботи БДД пояснюється тим, що на кожній межі розділу прозорих середовищ з показниками заломлення  $n_1$  і  $n_2$  відбувається віддзеркалення світла. Якщо шари однорідні, непоглинаючі та ізотропні, амплітуда відбитого від такої межі розділу променя :

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} .$$

Якщо оптична товщина кратна  $\lambda/4$ , інтерферуючі промені знаходяться у фазі, що викликає посилення інтенсивності відбитого світла. Спектральна крива коефіцієнта відбиття багатошарового покриття досить складна. Значення коефіцієнта відбиття визначається числом шарів, їх оптичною товщиною  $n_i h_i$ , показниками заломлення і співвідношенням з довжиною світлової хвилі  $\lambda_i$ . Зміна оптичної товщини шарів і їх числа значно впливає на спектральну криву коефіцієнта. Використовуючи ці показники, можна отримувати різноманітні інтерференційні відбивачі, що здійснюють спектральне розділення падаючого світла на відбитий і той, який проходить, в додаткових кольорах.

В залежності від умов експлуатації тонкі інтерференційні покриття на поверхні скла використовують в пучках, що падають під різними кутами до поверхні. Із збільшенням кута падіння світла оптична різниця ходу променів, відбитих від границь розділу шарів, зменшується, що призводить до зниження ефективної оптичної товщини плівок і до зміни

спектральних характеристик відбитого світла і того, яке проходить. Пояснимо це на прикладі одиночної плівки.

Умови відбиття і заломлення світла на двох кордонах розділу трьох середовищ з різними показниками заломлення (скла  $n_3$ , плівки  $n_2$ , і повітря  $n_1 = 1$ ) показані на рис. 1.1.

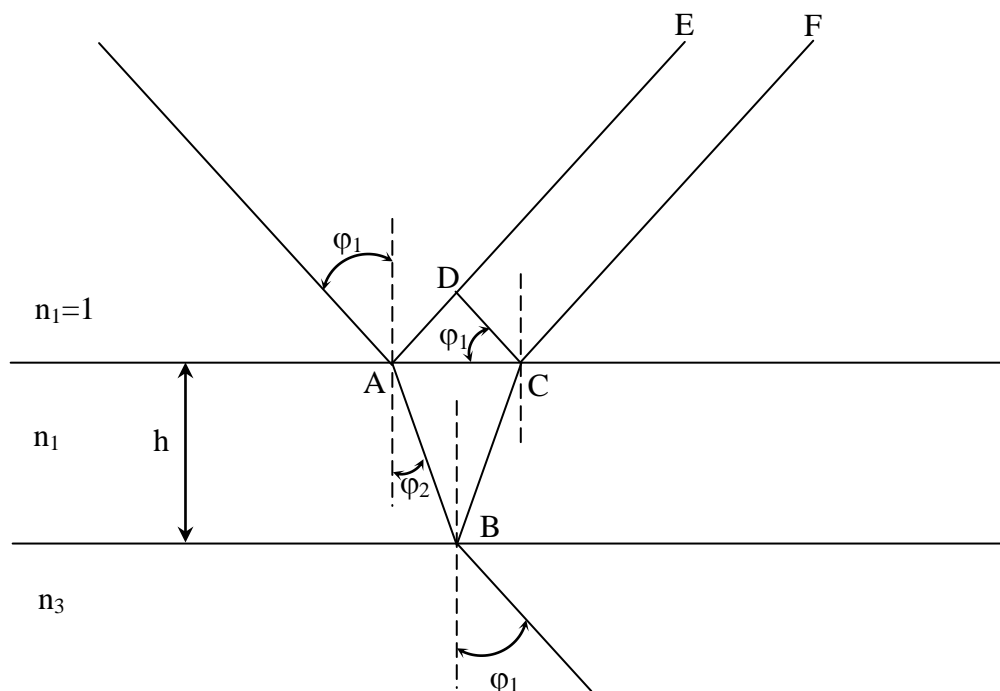


Рис. 1.1

Промінь світла, що падає на поверхню розділу в точці А під кутом  $\varphi_1$  до нормалі, розділяється на промінь АЕ, відбитий назад в перше середовище (повітря), і промінь АВ, переломлений у друге середовище  $n_2$ . Промінь АВ відбивається в точці В від кордону розділу  $n_2/n_3$  назад у друге середовище  $n_2$  і після заломлення через межу розділу  $n_2/n_1$  виходить у перше середовище (CF)

Оптична різниця ходу променів і площини CD

$$S = n_2(AB + BC) - n_1AD \quad (1.1)$$

Якщо геометрична товщина плівки дорівнює  $h_1$ , а кути падіння і заломлення, утворені променем з нормаллю до поверхні,  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$ , то

$$AB = \frac{h}{\cos \varphi_2} \quad (1.2)$$

$$AC = 2htg \varphi_2 \quad (1.3)$$

$$AD = AC \sin \varphi_1 \quad (1.4)$$

Якщо врахувати закон заломлення на межі двох середовищ  $n_1$  і  $n_2$  то оптична різниця ходу променів

$$S = n_2AB - n_1AD = \frac{2n_2h}{\cos \varphi_2} - 2n_1h \sin \varphi_1 tg \varphi_2 = \frac{2n_2h}{\cos \varphi_2} - 2n_2h \sin \varphi_2 tg \varphi_2 \quad (1.5)$$

$$S = 2n_2 h \cos \varphi_2 \quad (1.6)$$

Величину  $n_2 h \cos \varphi_2$ , що визначає положення екстремуму і характер спектрального відбиття від поверхні з плівкою при падінні під кутом, часто називають ефективною товщиною плівки. Таким чином, при збільшенні кута падіння оптична товщина плівки буде зменшуватися пропорційно косинусу кута заломлення в плівці. В результаті екстремальне значення ( $R_{\max}$  або  $R_{\min}$ ) і вся спектральна крива змістяться в напрямку короткохвильової частини спектру. Однак наведений розрахунок слід розглядати як наближений, оскільки в ньому не враховуються деформації спектральної кривої, викликані явищами поляризації світла, відбитого під кутом.

Для дзеркал, які повинні працювати під кутами падіння світла  $\varphi_1 \neq 0$ , покриття необхідно виготовляти, як це впливає з формули (1.6), з оптичною товщиною більшою ніж робоча довжина хвилі. Наприклад, для дзеркала кільцевого He-Ne лазера, що працює під кутом  $45^\circ$ , максимум відбиття повинен знаходитися  $\lambda \approx 700$  нм.

Більш прискіпливий аналіз показує, що у дзеркала із оптичними товщинами шарів Н та L однаковими і рівними  $\lambda/4$  за нормального падіння світла, при похилому падінні світла товщини шарів не будуть рівними між собою, оскільки кути заломлення в шарах Н та L різні. Ця відмінність, однак, мала і на коефіцієнт заломлення БДД впливає слабо.

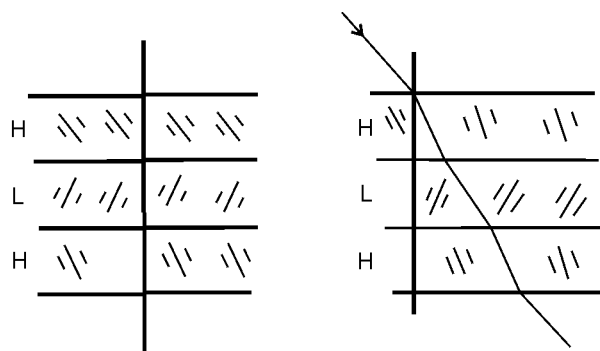


Рис. 1.2

В цілому спектральна крива БДД має такі характерні області: зону високого відбивання шириною декілька сотень нанометрів, де знаходиться основний максимум першого порядку, і зону з побічними максимумами. Для багатошарових покриттів з шарів рівної оптичної товщини характерні однакова висота побічних максимумів по обидві сторони від основного.

## 1.2. Оптичні параметри БДД і способи їх вимірювання

### 1.2.1. Енергетичні параметри

У літературі, присвяченій лазерам, дзеркала характеризуються, як правило, одним параметром - коефіцієнтом відбиття на робочій довжині хвилі. Однак, як буде показано далі, для найбільш високо-відбиваючих дзеркал цей коефіцієнт не може бути вимірний із задовільною точністю, а кількість параметрів, які необхідно брати до уваги при створенні найбільш складних приладів, може досягати чотирьох-шести. При цьому тільки для вимірювання спектральної характеристики використовуються прилади, що серійно випускаються, для вимірювання ж таких параметрів, як коефіцієнт відбиття або розсіювання «назад» в даний час існують лише окремі лабораторні установки.

Для пояснення труднощів, що виникають при вимірюванні параметрів БДД, розглянемо баланс енергії падаючого на дзеркало випромінювання (рис. 1.3).

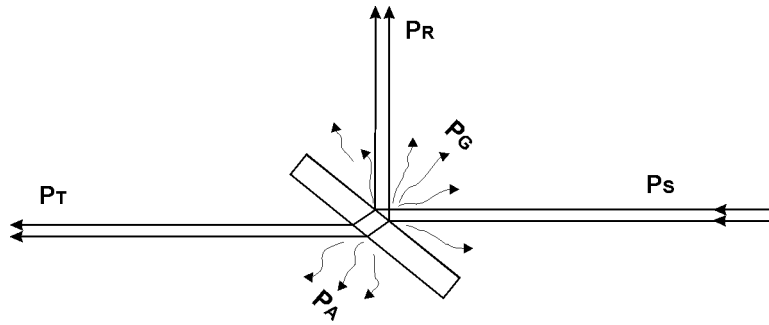


Рис. 1.3

Оскільки потужність падаючого випромінювання  $P_S$ , ділиться на відображену  $P_R$ , ту що проходить  $P_T$ , розсіяну  $P_G$  і поглинену  $P_A$  компоненти, має місце рівність

$$P_S = P_R + P_T + P_G + P_A \quad (1.7)$$

При цьому поглинання падаючого на дзеркало випромінювання викликає його нагрівання, що використовується в приладах калориметричного типу для безпосереднього вимірювання втрат на поглинання.

Коефіцієнт поглинання, який визначається як

$$A = \frac{P_A}{P_S} \cdot 100\% \quad (1.8)$$

для БДД складає соті частки відсотка і в більшості розрахунків приймається рівним нулю. Однак відхилення від оптимальних режимів в процесі виготовлення можуть призвести до різкого збільшення коефіцієнта поглинання у всій партії виготовлених дзеркал. Тому одне дзеркало з партії перевіряють на «технологічному» лазері. Якщо втрати на поглинання надто незначні, пороговий струм (мінімальний струм, при якому виникає генерація в лазері) не буде перевищувати певного значення, характерного для конкретного приладу. В іншому випадку дзеркало має підвищений коефіцієнт поглинання або пропускання.

Коефіцієнт пропускання, який визначається як

$$T = \frac{P_T}{P_S} \cdot 100\% \quad (1.9)$$

можна виміряти наступним чином (рис. 1.4: 1 - лазер; 2 - нейтральний світлофільтр; 3 - дзеркало; 4 - фотоприймач; 5 - вимірювальний прилад, 6 - пластинка; 7 - поляризатор).

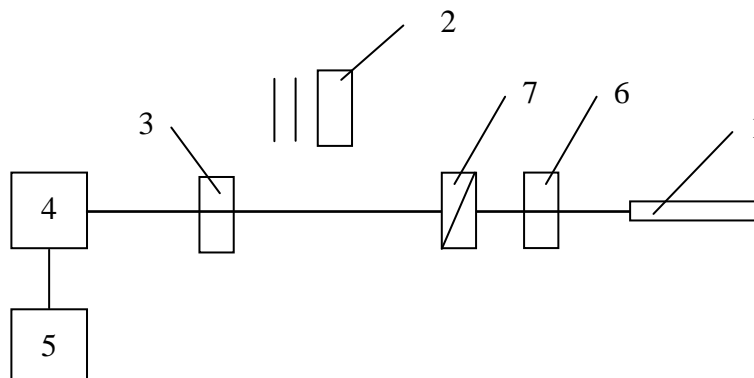


Рис. 1.4

Спочатку на шляху променя встановлюють нейтральний світлофільтр з відомим коефіцієнтом пропускання  $\tau_{nl}$ . При цьому показання вимірювального приладу

$$a = P_{laz} \tau_{nl} S_{PD} \quad (1.10)$$

де  $P_{laz} \sim$  потужність випромінювання лазера;  $S_{PD}$  - чутливість фотоприймача.

Потім на шляху променя встановлюють досліджуване дзеркало і прибирають нейтральний світлофільтр. Показання вимірювального приладу

$$b = P_{laz} \tau S_{PD} \quad (1.11)$$

де  $\tau$  - коефіцієнт пропускання дзеркала. З (1.10) і (1.11) знаходимо

$$\tau = \frac{b \tau_{nl}}{a} \quad (1.12)$$

за умови, що за час вимірювання потужність лазера і чутливість фотоприймача не змінювалися.

Якщо дзеркало призначено для роботи під кутами падіння, відмінними від  $0^\circ$ , необхідно враховувати що його коефіцієнт пропускання залежить від поляризації падаючого випромінювання. Поляризація, при якій, вектор  $\vec{E}$  розташований перпендикулярно площині падіння променя (що збігається з площиною малюнка), умовно називають S-поляризацією, а при розташуванні його в площині падіння променя - P-поляризацією (рис. 1.5).

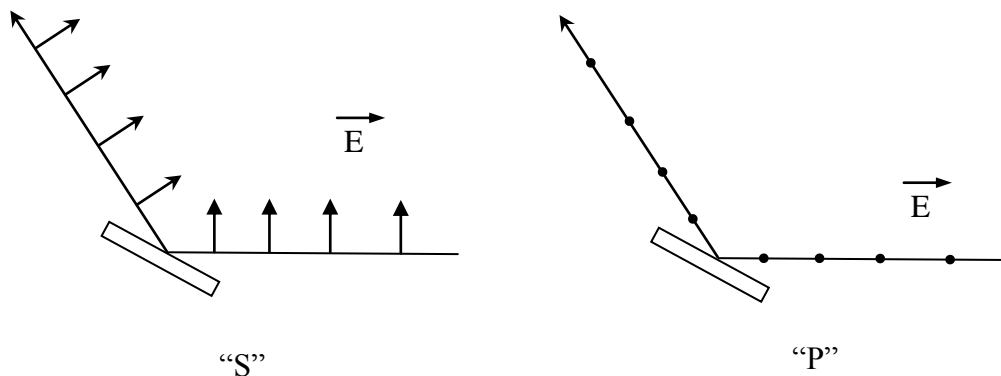


Рис. 1.5

Для встановлення потрібного виду поляризації на шляху променя розміщують поляризатор, орієнтований відповідним чином. Однак, оскільки випромінювання лазера вже є лінійно поляризованим, при деяких положеннях поляризатора буде відбуватися гасіння променя. Щоб уникнути цього між лазером і поляризатором поміщають чвертьхвильову пластинку, яка змінює лінійну поляризацію лазера на кругову (циркулярну).

Згідно з визначенням коефіцієнт відбиття

$$R = \frac{P_R}{P_S} \quad (1.13)$$

Прилад для вимірювання R-рефлексометр, його принцип дії полягає у вимірюванні потужності відбитого  $P_R$  і падаючого  $P_S$  променів (рис. 1.6. 1 - лазер; 2 - дзеркало; 3 - фотоприймач; 4 - вимірювальний прилад). Потім за формулою (1.13) обчислюється R.

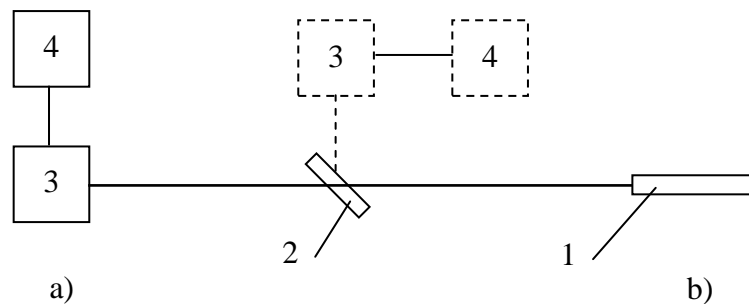


Рис. 1.6

Оцінимо необхідну для практичних цілей точність вимірів. Для створення, наприклад, високодобротного резонатора лазера, потрібні дзеркала з коефіцієнтом відбиття 99,90 ... 99,95%. Для вимірювання приросту  $\Delta R = 0,05\%$  з відносною похибкою 20% абсолютна похибка повинна відповідати  $0,05\% \cdot 0,2 = 0,01\%$ .

При виконанні вимірювань за описаною методикою має місце два основних джерела похибок: нестабільність потужності лазера за час переводу фотоприймача з позиції *b* в позицію *a*, і зсув світлової плями на фотоприймачі в поєднанні з нерівномірністю чутливості його по фоточутливій області. Вплив першого дестабілізуючого чинника може бути знижений застосуванням стабілізованого по потужності лазера, другого - використанням фотоприймача з інтегруючої сферою.

Тим не менш, досягнення похибки 0,01% при оптичних вимірюваннях являє собою важке завдання навіть для окремих унікальних приладів. Цим і пояснюється той факт, що для БДД вимірювання можливі, але точність їх буде незадовільною, хоча для значень  $R \approx 80 \dots 97\%$  такі прилади широко застосовуються.

Коефіцієнт розсіювання

$$G = \frac{P_c}{P_s} \quad (1.14)$$

вимірюють наступним чином. БДД поміщають в інтегруючу сферу під тим кутом, під яким повинно працювати дзеркало. Для виведення відбитого і того, що пройшов променів в ній є невеликі отвори. Потужність  $P_c$  вимірюється фотоприймачем, область детекції якого повернена всередину сфери (рис. 1.7).

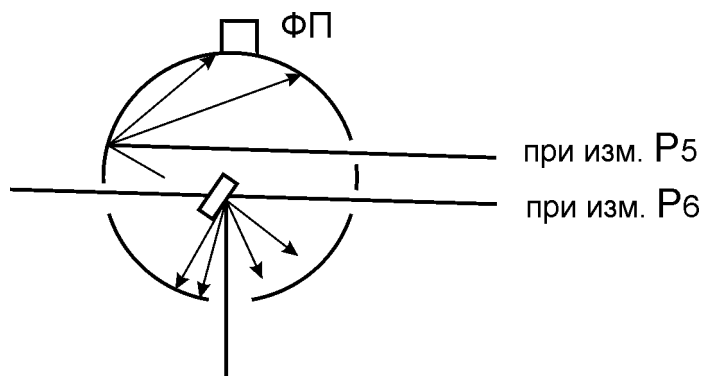


Рис. 1.7

Потім промінь спрямовують через сусідній отвір, при цьому вимірюється  $P_s$ .

Конструкція реального приладу, що працює за розглянутим принципом, досить складна, оскільки комутація променя досягається за рахунок застосування спеціального оптомеханічного модулятора. Результати вимірювання обробляються автоматично.



На практиці застосовується більш проста схема, що має один принциповий недолік, розглянутий далі (рис.1.8: 1 - нейтральний світлофільтр; 2 - інтегруюча сфера; 3 - еталон дифузного відбиття; 4 - фотоприймач; 5 - тримач з досліджуваним дзеркалом; 6 - вимірювальний прилад ).

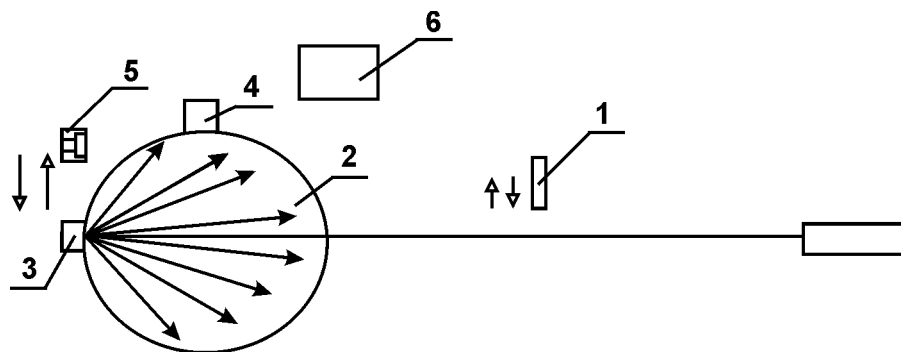


Рис. 1.8

Виміри проводяться наступним чином. На шляху променя встановлюють нейтральний світлофільтр, а в сферу - еталон дифузного відбиття. При цьому показання вимірювального приладу

$$a = P_{laz} \tau_{np} R_{et} S_{PD} \quad (1.15)$$

де  $R_{et}$  - коефіцієнт дифузного відбиття еталона,  $R_{et} \approx 0,90 \dots 0,95$ . Після цього замість еталона 3 встановлюють досліджуване дзеркало 5 і прибирають фільтр 1. Показання вимірювального приладу

$$b = P_{laz} G S_{PD} \quad (1.16)$$

з (1.15) та (1.16) знаходимо

$$G = \frac{b \tau_{np} R_{et}}{a}$$

Недолік даної схеми полягає в тому, що БДД, розраховане на ненульовий кут падіння світла, доводиться вимірювати при куті падіння променя  $0^\circ$ . При цьому БДД може пропускати значно більше світла, ніж якщо б воно було встановлено під робочим кутом, і за наявності за дзеркалом будь-яких додаткових поверхонь показання будуть завищені.

Призначення фільтра 1 полягає в тому, щоб зробити параметри  $a$  і  $b$  величинами одного порядку. Якщо в якості фотоприймача 4 використовувати кремнієвий фотодіод, який характеризується лінійною залежністю вихідного струму від освітленості в широкому динамічному діапазоні, фільтр 1 можна виключити. Для кращих БДД з  $\approx 0,02\%$   $a:b = 5000:1$ . У всіх розглянутих схемах доводиться мати справу зі слабкими електричними сигналами, тому в якості вимірювального приладу використовують селективні вимірювальні підсилювачі, а світловий пучок модулюють з частотою близько 0,2 ... 2,0 кГц.

Описана методика забезпечує вимірювання інтегрального коефіцієнта розсіювання. Для деяких застосувань БДД істотну роль відіграє відносна величина розсіяного випромінювання в напрямі до джерела випромінювання, котру називають розсіюванням «назад». Ця величина є складовою частиною інтегрального коефіцієнта розсіювання і може бути в принципі виміряна за схемою рис. 1.9, де 1 - лазер; 2 — розділювач світла; 3 - досліджуване дзеркало; 4 - фотоприймач; 5 - вимірювальний прилад; 6 — пастка для світла.

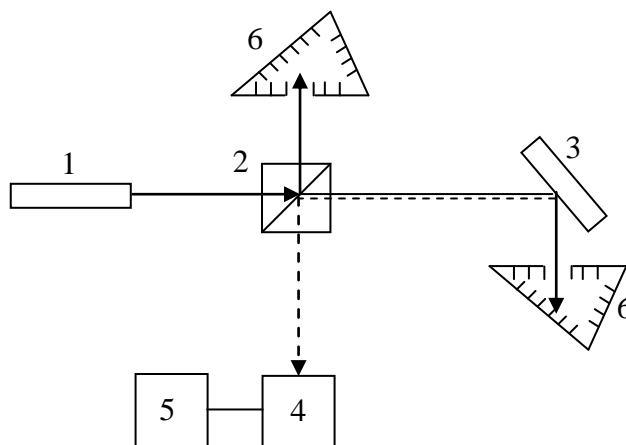


Рис. 1.9

Через те, що вимірювана величина занадто мала, різні паразитні засвічення вносять значні похибки в подібні вимірювання. Через неможливість забезпечити повне поглинання світла пастки 6 змушують періодично коливатися, оскільки основний сигнал вимірюється у вузькій смузі частот, вплив засвічень послаблюється.

### 1.2.2. Поляризаційні властивості БДД

При падінні на дзеркало лінійного поляризованого світла (якщо світло падає не по нормалі) в загальному випадку вид поляризації не зберігається (рис. 1.10). Відбите випромінювання може набути еліптичної поляризації (поляризація, однак залишиться лінійною, якщо на даній довжині хвилі і при даному куті падіння оптичні товщини всіх шарів дорівнюють  $\lambda/4$ ).

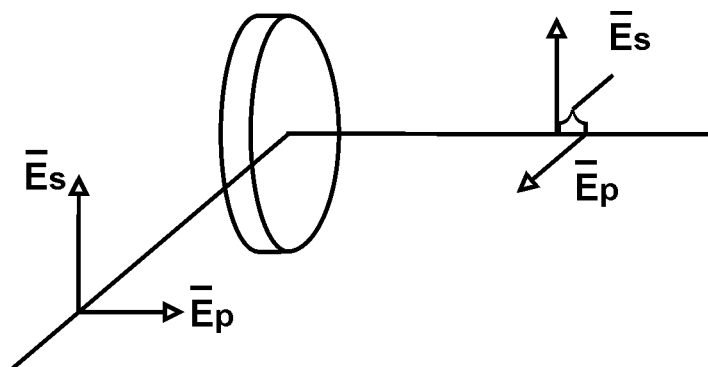


Рис. 1.10

Характеристика, що визначає поляризаційні властивості БДД, називається фазовою анізотропією. Як видно з рис. 1.10, фазова анізотропія  $\sigma$  являє собою фазовий зсув між миттєвими положеннями ортогональних компонент вектора напруженості електричного поля  $\vec{E}$ . Параметри поляризованого світла, а отже, і властивості відбиваючих поверхонь вимірюють за допомогою оптичного приладу - еліпсометра.

### 1.2.3. Вимірювання спектральних характеристик БДД

Більшість сучасних спектрофотометрів забезпечують автоматичне вимірювання спектральної залежності коефіцієнта пропускання досліджуваних зразків. Для проведення вимірювань необхідно встановити бажану швидкість розгортки спектру, швидкість руху паперового бланка та діапазони довжин хвиль. При проведенні вимірювань на однопроменевих приладах (в тому числі УМ-2) спектральна характеристика будується по точках.

### 1.3. Обладнання та вимірювальні прилади

1. Монохроматор УМ-2.
2. Освітлювач з лампою розжарювання.
3. Конденсатор.
4. Підставка для досліджуваних деталей.
5. Кремнієвий фотодіод.
6. Мікроамперметр М95 із шунтом.
7. Джерело живлення лампи.
8. Діелектричне дзеркало.

### 1.4. Опис установки

Дана установка призначена для дослідження спектральної залежності коефіцієнта пропускання оптичних деталей, зокрема діелектричних дзеркал. Установка (рис. 1.11; 1 - монохроматор; 2 - освітлювач; 3 - конденсатор; 4 - підставка для деталей; 5 - фотодіод; 6 - мікроамперметр; 7 - джерело живлення лампи; 8 - діелектричне дзеркало) працює таким чином: джерело світла 2 проектується конденсатором на вхідну щілину монохроматора 1. Монохроматор виділяє вузькі спектральні лінії, довжина хвилі яких встановлюється за допомогою вимірювального барабана. Його градування зв'язане нелінійною залежністю з довжиною хвилі, що виділяється, тому для її установки слід використовувати табл. 1.1. Ширина спектрального інтервалу, що виділяється, залежить від ширини щілин монохроматора (чим вужча щілина, тим менше ширина спектру лінії і нижче її інтенсивність). У даній роботі вимірювання рекомендується проводити при ширині вхідної щілини 3 мм і вихідної - 4 мм (ціна поділки барабанчика щілини 0,01 мм, межі розкриття - 4 мм). Світло з вихідної щілини потрапляє на фотодіод 5, струм фотодіода вимірюється мікроамперметром 6. Якщо показання його дорівнюють  $b$ , а після установки досліджуваної деталі -  $c$ , то відносний коефіцієнт пропускання на даній довжині хвилі

$$\tau(\lambda) = \frac{c}{b} \cdot 100\% \quad (1.17)$$

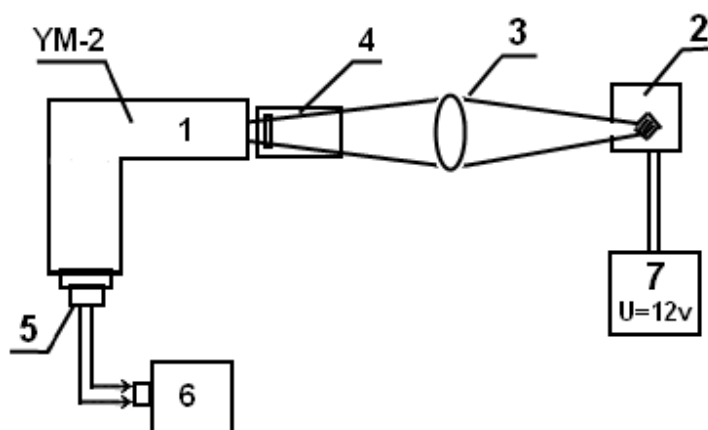


Рис. 1.11

Таблиця І.І

Довжина хвилі, нм	Відлік по вимірювальному барабану,
-------------------	------------------------------------

	поділок
540	2230
550	2300
560	2360
570	2420
580	2470
590	2510
600	2555
610	2600
620	2635
630	2675
640	2720
650	2750
660	2790
670	2820
680	2855
690	2885
700	2920
710	2950
720	2975
730	3005
740	3030
750	3060
760	3085
770	3110
780	3135
790	3160
800	3180

Побудувавши на основі вимірних значень  $\tau(\lambda)$  графік, отримаємо шукану спектральну залежність коефіцієнта пропускання. По осі ординат прийнято відкладати  $R=I-\tau$ , для чого точку  $\tau=100\%$  розташовують на початку координат.

### 1.5. Порядок виконання роботи

Варіант 1. Зняти спектральну залежність коефіцієнта пропускання двох діелектричних дзеркал при куті падіння світла  $0^\circ$ ,

Варіант 2. Зняти спектральну залежність коефіцієнта пропускання діелектричного дзеркала при кутах падіння світла  $0^\circ$  та  $45^\circ$ .

### 1.6. Методика проведення вимірів

1.6.1. Увімкнути джерело живлення лампи. Якщо використовується джерело живлення ЛІПС-35, то встановити напругу 11 В, плавно збільшуючи її від нуля. Перевести перемикач на мікроамперметрі з положення «Арретир» в положення «Нар.шунт.». Чутливість мікроамперметра регулювати за допомогою шунта.

1.6.2. Установити на вимірювальному барабані монохроматора відлік, відповідний мінімальній довжині хвилі за табл. 1.1.

1.6.3. При встановленому дзеркалі записати покази амперметра; вийнявши дзеркало, записати нові покази.

1.6.4. Повторити п.1.6.3 для варіанту 1 з другим дзеркалом. Для варіанту 2 те ж дзеркало встановити на підставку «45°».

1.6.5. Виконати вимірювання в діапазоні 540 ... 800 нм через кожні 10 нм.

1.6.6. Обробити результати вимірювань, побудувати спектральні залежності коефіцієнта відбиття на одному графіку.

## 1.7. Вміст звіту

1. Мета роботи
2. Схема стенду і характеристики вимірювальних приладів і пристроїв.
3. Таблиці експериментальних і розрахункових даних.
4. Графіки вимірюваних характеристик.
5. Висновки про виконану роботу.

## Контрольні питання

1. Як побудоване БДД?
2. Які матеріали застосовуються для виготовлення БДД і як від них залежить коефіцієнт відбиття?
3. Який принцип роботи БДД?
4. Як залежить оптична товщина діелектричних плівок від кута падіння світла?
5. В яку область спектру (довгохвильову або короткохвильову) зміщується спектральна характеристика БДД при збільшенні кута падіння світла?
6. Які характерні області має спектральна крива БДД?
7. Назвіть оптичні параметри БДД
8. Як розподіляється в просторі потужність падаючого на дзеркало випромінювання і яке співвідношення між результуючими компонентами?
9. Що таке коефіцієнт поглинання, яке його типове значення?
10. Що таке коефіцієнт пропускання, як його вимірюють?
11. Призначення поляризатора і пластинки  $\lambda/4$  в приладі для вимірювання пропускання.
12. Що таке коефіцієнт відбиття, як його вимірюють?
13. Що таке коефіцієнт розсіювання, як його вимірюють?
14. Переваги та недоліки різних оптичних схем для вимірювання розсіювання.
15. Що таке розсіювання «назад» у БДД і як його можна виміряти?
16. Чи змінює БДД вид поляризації падаючого на нього випромінювання?
17. З яких міркувань вибирається ширина вихідної щілини монохроматора?
18. Яка геометрична товщина шарів L і H у діелектричного дзеркала, якщо максимум відбиття припадає на  $\lambda = 700$  нм, а шари виготовлені з  $\text{SiO}_2$  з  $n = 2,0$ ?
19. Чому діелектричне дзеркало незначно ускладнює спостереження різних предметів, навіть якщо його коефіцієнт пропускання становить десяті й соті частки відсотка?
20. Основні джерела похибок при вимірюванні коефіцієнта відбиття. Як його можна зменшити?

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРООПТИЧНОГО МОДУЛЯТОРА

Мета роботи: ознайомитися з принципом дії та конструкцією електрооптичного модулятора; експериментально дослідити основні характеристики електрооптичного модулятора.

## 2.1. Загальні теоретичні відомості

Під модуляцією розуміється зміна за заданим законом характеристик лазерного випромінювання для одержання інформаційного сигналу з певною часовою залежністю. Модуляція здійснюється зміною показника заломлення оптичного середовища або добротності резонатора, розщепленням або зміщенням робочих рівнів енергії атомів, молекул і т.д. Зміна показника заломлення лежить в основі методів фазової модуляції, яка в залежності від схеми модулятора може бути перетворена в амплітудну, а також в модуляцію за поляризацією і по частоті. Зміна показника заломлення можлива при впливі на речовину електричного, магнітного полів (ефект Фарадея), температури або механічних напруг. Метод зміни добротності резонатора заснований на створенні великої перенаселеності активних частинок на метастабільному рівні активної речовини перекриванням випромінювання світлозатвором. В основі методів модуляції, що використовують принцип розщеплення і зсуву робочих рівнів енергії атомів, молекул і кристалів, лежать ефекти Зеемана і Штарка. Відомо безліч різних фізичних ефектів, які можна застосувати для модуляції лазерного випромінювання. Тим не менш в даний час в модулятори використовують тільки три ефекти: лінійний електрооптичний, магнітооптичний і ефект фотопружності.

За місцем розташування відносно резонатора модулятори лазерного випромінювання (МЛВ) поділяються на два класи: позарезонаторні (зовнішні) і внутрішньорезонаторні (внутрішні). Зовнішні МЛВ модулюють вже сформований лазерний промінь, внутрішні - випромінювання в процесі генерації. Застосування внутрішньої модуляції дає можливість зменшити потужність живлення модулюючого елемента, але має свої недоліки, тому що введення всередину оптичного резонатора яких-небудь елементів обумовлює підвищені вимоги до їх оптичних характеристик.

Зазвичай вибір типу модуляції (амплітудна, фазова, частотна або поляризаційна) визначається видом переданої інформації, глибиною модуляції, потужністю модулюючого сигналу, режимом роботи лазера і т.д. Найбільшого поширення набули амплітудні МЛВ, що пояснюється відносною простотою їх конструкції. Залежно від конкретних завдань, що вирішуються пристроями, в яких використовуються МЛВ, до останніх пред'являються вимоги широкосмуговості, економічності споживаної потужності, лінійності модуляційної характеристики і великого динамічного діапазону. Визначимо деякі характеристики МЛВ.

Глибина модуляції, як правило, пов'язана з амплітудним значенням вихідного сигналу:

$$m_M = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} \quad (2.1.)$$

Спектр промодульованого оптичного сигналу. Припустимо, що оптичний сигнал, що несе корисну інформацію, є функцією часу  $\varphi(t)$ , модулюється за законом періодичної функції  $m(t)$ , яка уособлена одним з можливих фізичних явищ. Тоді рівняння сигналу на виході модулятора, очевидно, має вигляд  $\varphi_M(t) = \varphi(t) m(t)$

На даний момент в практиці приладобудування великого поширення набули модулятори випромінювання, засновані на лінійному електрооптичному ефекті. Ці модулятори

застосовуються в широкому діапазоні частот (від звукових до частот модуляції в десятки гігагерц).

### 2.1.1. Електрооптичний ефект в кристалах

Електрооптичним ефектом називається зміна показника заломлення кристала пропорційно напруженості електричного поля (лінійний ЕОЕ - ефект Поккельса, що виявляється в твердих тілах - кристалах, позбавлених центру симетрії) або пропорційно квадрату напруженості електричного поля (квадратичний ЕОЕ - ефект Керра, що спостерігається в рідинах і газах (нітробензол, сірковуглець) і кристалах групи  $\text{KTaO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3 \rightarrow \text{KTN}$ )

Серед матеріалів, що використовуються в якості модулюючих елементів, найбільшого поширення набули одноосові кристали, що відносяться до кристалографічних класів D2d і Td. До класу D2d відносяться дигідрофосфат амонію  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4(\text{ADP})$ , калію  $\text{KH}_2\text{PO}_4(\text{KDP})$  та рубідію  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$ , дейтеровані дигідрофосфати калію  $\text{KD}_2\text{PO}_4(\text{DKDP})$  та рубідію  $\text{RbD}_2\text{PO}_4$ . До класу Td відносяться сфалерит  $\text{ZnS}$ , хлориста мідь  $\text{CuCl}$ , уротропін  $(\text{CH}_2)_6\text{N}_4$ , селенід цинку  $\text{ZnSe}$  арсенід галію  $\text{GaAs}$  фосфід галію  $\text{GaP}$  та ін.

В анізотропному кристалі в загальному випадку поширюються дві плоскі світлові хвилі з різними фазовими і різними за величиною і напрямком променевими швидкостями, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні.

Якщо функція  $m(t)$  парна, що на практиці легко реалізувати, вибравши початок відліку в середині процесу зміни функції  $\phi(t)$ , то розкладання її в ряд Фур'є буде

$$m(t) = m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_M t$$

Спектр сигналу на виході модулятора

$$F_M = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_M(t) \exp(-j\omega t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) \left[ m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_M t \right] \exp(-j\omega t) dt$$

$$\text{Замінивши } \cos n\omega_M t = \frac{1}{2} [\exp(jn\omega_M t) + \exp(-jn\omega_M t)]$$

отримаємо

$$\begin{aligned} F_M(\omega) &= m_0 \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) \exp(-j\omega t) dt + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} m_n \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) \exp(-j(\omega - n\omega_M)t) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) \exp(-j(\omega + n\omega_M)t) dt \right\} = \\ &= m_0 F(\omega) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} m_n [F(\omega - n\omega_M) + F(\omega + n\omega_M)] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Отже, спектром промодульованого оптичного сигналу є сума спектру сигналу до його модуляції  $F(\omega)$  і сукупності  $n$  гармонік того ж спектру  $F(\omega)$ , взятих з ссувом за частотою на значення  $n\omega_M$ , кратні частоті модуляції.

ККД модуляції. Відношення середньої потужності промодульованого оптичного сигналу до потужності випромінювання до його модуляції - ККД модуляції

$$\eta_M = \frac{P_{AV.M}}{P_{in}} \quad (2.3)$$

Симетрія кристала впливає на форму та орієнтацію оптичної індикатриси. Наприклад, для кубічних кристалів індикатриса є сферою. Всі центральні перетини індикатриси в цьому випадку являють собою окружності, і кристалам не властиве подвійне променезаломлення. Для гекса-, тетра-і тригональних кристалів індикатриса є еліпсоїдом обертання навколо головної осі симетрії. Приймаючи цю вісь за вісь  $Z'$ , рівняння індикатриси можна записати у вигляді

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1.$$

Центральний перетин, перпендикулярний до головної осі, є колом радіусу  $n_0$ . Тому для світла з хвильової нормаллю, спрямованою уздовж головної осі  $Z'$ , подвійне променезаломлення відсутнє. Головна вісь називається оптичною віссю, а такі кристали одноосьовими. Показники заломлення  $n_0$  і  $n_e$  прийнято називати відповідно звичайними і незвичайними.

Площина, що проходить через оптичну вісь кристала і хвильову нормаль, називається головною площиною  $E$  (рис. 2.1, а). Для звичайної хвилі вектор індукції поля  $\vec{D}$  перпендикулярний до головної площини (паралельний ОВ). Хвиля для якої вектор індукції лежить в головній площині (паралельний ОА), називається незвичайною. Як видно з рис. 2.1, розмір півосі ОВ один і той же при будь-якому напрямку хвильової нормалі. Отже, показник заломлення звичайної хвилі не залежить від напрямку поширення світла в кристалі і дорівнює  $n_0$ . У той же час показник заломлення для незвичайної хвилі залежить від напрямку хвильової нормалі може приймати будь-яке значення між  $n_0$  і  $n_e$ . Одноосьовий кристал при  $n_e - n_0 > 0$  називається позитивним, а при  $n_e - n_0 < 0$  - негативним. Для решти трьох кристалографічних систем (три-, моноклінної та орторомбічної) індикатриса є тривісним еліпсоїдом. Вона має два кругових перетини, і, таким чином, існують два напрямки хвильової нормалі, для яких подвійне променезаломлення відсутнє. Ці напрямки називаються оптичними осями, а кристали двоосьовими.

Нехай в деякій точці всередині анізотропного середовища розміщене джерело світла. Тоді в будь-якому напрямку  $\vec{\gamma}$  в середовищі поширюються два промені з різними фазовими швидкостями. Користуючись властивостями кристала, можна побудувати хвильову поверхню, до якої до моменту  $t$  дійде світлове поле. Для одноосного кристала це двосмугова поверхня, що складається зі сфери і поверхні обертання, котра називається овалоїд. У разі двосьового кристалу вигляд поверхні значно складніший (показаний на рис. 2.1, б)

Лінійно поляризоване монохроматичне випромінювання, падаючи на кристал, дає початок двом когерентним хвилям, що поширюються з різною швидкістю, котрі набувають після проходження пластини різницю фаз, що залежить від товщини кристала і відмінності в показниках заломлення обох променів. Оскільки коливання в цих хвилях взаємно перпендикулярні, то вони ведуть в загальному випадку до утворення еліптично поляризованого світла. У точках, що відповідають різним різницям ходу, форма і орієнтація еліпсів можуть бити різними, але інтенсивність світла скрізь однакова. Розміщений за кристалом поляризатор (аналізатор) від кожного променя пропускає лише ту складову коливання, яка паралельна головній площині аналізатора. На його виході спостерігається інтерференція двох когерентних хвиль, різниця фаз між якими

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)l_1$$



де  $n_1, n_2$  - показники заломлення двох променів;  $l$ -довжина пластинки. Якщо на пластинку падає пучок світла, що розходиться то

$$\Phi = \frac{2\pi (n_1 - n_2)}{\lambda \cos \theta}$$

де  $\theta$  - кут розходження променя в кристалі.

Геометричне місце точок, що відповідають постійній різниці фаз  $\Phi$ , утворює ізохроматичну поверхню. Для одноосного кристалу вона являє собою (приблизно) гіперболоїд обертання, вісь якого співпадає з оптичною віссю кристала.

Якщо пластинка вирізана перпендикулярно до оптичної осі, то перетин поверхні гіперболоїда площиною пластинки - окружність. Отже, після аналізатора буде спостерігатися коноскопічна картина, що складається з системи темних і світлих концентричних кілець (аналогічних кільцям Ньютона). Однак кільця опиняться розрізаними по двох взаємно перпендикулярним напрямкам, визначеним головною площиною поляризатора і площиною поляризації вхідного променя. У цих напрямках видно темний хрест при схрещених площинах і світлий - при паралельних.

### 2.1.2. Лінійний електрооптичний ефект

Оскільки в кристалі має місце взаємодія атомів, залежність потенційної енергії електронів атома від зсуву їх з положення рівноваги є несиметричною функцією. Тому поляризація, яка виникає через прикладення електричного поля, пов'язана з ним нелінійно, і діелектрична проникність  $\varepsilon$  кристала залежить від поля  $E$  у вигляді ряду

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon' E + \varepsilon'' E^2 + \dots \quad (2.4)$$

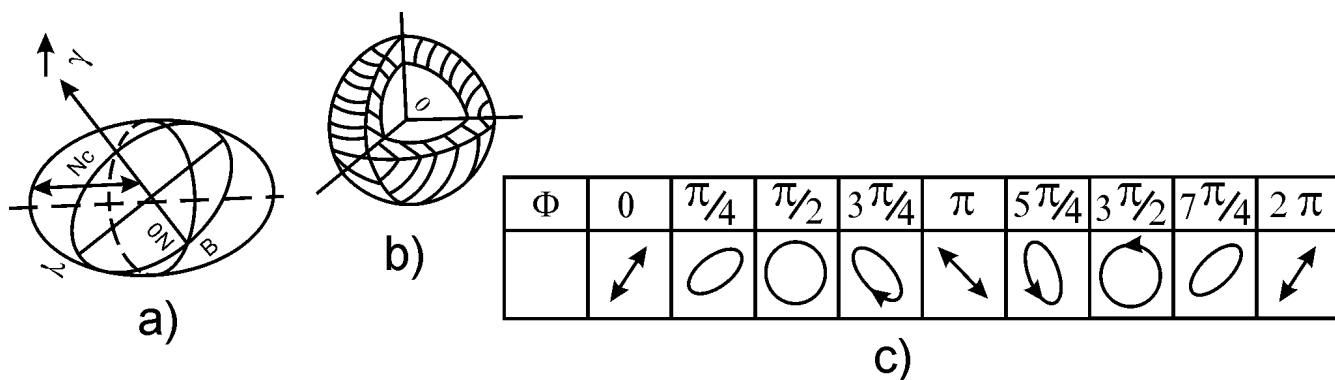


Рис. 2.1

У кристалах з центром симетрії і рідинах зміна знака поля  $E$  не впливає на показник заломлення, тому для них  $\varepsilon' = 0$ , і зміна показника заломлення відносно прикладеного поля буде другого порядку (ефект Керра). За відсутності у кристала центру симетрії показник заломлення залежить від  $E$  лінійно. Це лінійний електрооптичний ефект (ефект Поккельса).

Нехай до кристалу, рівняння еліпсоїда показників якого

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (2.5)$$

де  $a_{i0} = \frac{1}{n_i^2}$  (індекс «0» відображає той факт, що на кристал не накладено поле),

прикладається електричне поле. Тоді оптична індикатриса деформується, причому в загальному

випадку її головні осі не збігаються з напрямками осей недеформованого еліпсоїда. Тому його слід тепер описувати рівнянням поверхні другого порядку в загальному вигляді

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}xz + 2a_{12}xy = 1, \quad (2.6)$$

Деформація оптичної індикатриси складається із змін розмірів головних осей і поворотів в трьох координатних площинах. Поворот, в площині (100) визначається приростом поляризаційної константи  $a_{23}$ , в площині (010) -  $a_{31}$ , в площині (001) -  $a_{12}$ . Зміна головних осей оптичної індикатриси визначається приростами поляризаційних констант  $\Delta a_{11}$ ,  $\Delta a_{22}$ ,  $\Delta a_{33}$

В силу (2.4) для випадку ефекту Поккельса

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (2.7)$$

Оскільки зміни поляризаційних констант, як і самі константи, є компоненти тензора другого рангу, а напруженість електричного поля - вектор, то коефіцієнти пропорційності  $r_{ijk}$ , котрі називаються електрооптичними коефіцієнтами, є компонентами тензора третього рангу. Оскільки тензор другого рангу зміни поляризаційних констант симетричний, тобто  $\Delta a_{ij} = \Delta a_{ji}$  то тензор третього рангу електрооптичних коефіцієнтів також володіє властивостями симетрії:  $\Delta r_{ijk} = \Delta r_{jik}$ . У загальному випадку матриця такого тензора містить вісімнадцять незалежних компонент. Тому прийнятий наступний матричний запис компонент тензора третього рангу:

$$\|r_{ij}\| \quad i=1, 2, \dots, 6; j=1, 2, 3. \quad (2.8.)$$

Тоді деформація оптичної індикатриси (2.5) електричним полем  $E$  буде визначатися наступними залежностями:

$$\begin{aligned} a_{ij} &= a_{ia} = r_{i1}E_x + r_{i2}E_y + r_{i3}E_z; \\ a_{23} &= r_{41}E_x + r_{42}E_y + r_{43}E_z; \\ a_{31} &= r_{51}E_x + r_{52}E_y + r_{53}E_z; \\ a_{12} &= r_{61}E_x + r_{62}E_y + r_{63}E_z \end{aligned} \quad (2.9)$$

Число відмінних від нуля і незалежних компонент  $r_{ik}$  визначається симетрією кристала. Для одноосного кристала ніобіту літію  $\text{LiNbO}_3$ , що належить до кристалографічних класу 3m тригональної сингонії,  $\|r_{ij}\|$  має вигляд

$$\begin{array}{ccc} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{57} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{52} & 0 & 0 \end{array} \quad (2.10)$$

Рівняння оптичної індикатриси для цього випадку

$$(a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)x^2 + (a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)y^2 + (a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)z^2 + 2r_{51}E_y yz + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \quad (2.11)$$

Якщо електричне поле спрямоване вздовж оптичної осі кристала ( $E = E_z$ ), то (2.11) приймає вид

$$(a_{10} + r_{13}E)(x^2 + y^2) + (a_{30} + r_{33}E)z^2 = 1, \quad (2.12)$$

тобто в кристалі залишається колишній напрям оптичної осі.

Однак показники заломлення для звичайного і незвичайного променів змінюються по-різному:

$$n'_0 = \frac{1}{\sqrt{a_{10} + r_{13}E}} \approx n_0 - \frac{1}{2}n_0^3 r_{13}E; \quad (2.13)$$

$$n'_e = \frac{1}{\sqrt{a_{30} + r_{33}E}} \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E. \quad (2.14)$$

Коли світло поширюється вздовж оптичної осі, то незалежно від поляризації світла фазова затримка, зумовлена напругою  $U = El$ , яка прикладається до кристалу,

$$\Phi' = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{13} U. \quad (2.15)$$

Якщо світло поширюється перпендикулярно до оптичної осі, фазові затримки при поляризації світла уздовж осі перпендикулярно до неї відповідно становлять

$$\Phi'_{\parallel} = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_e^3 U \frac{l}{d} \quad (2.16)$$

$$\Phi'_{\perp} = \frac{\pi}{\lambda} r_{13} n_0^3 U \frac{l}{d} \quad (2.17)$$

Таким чином, для світла, що поширюється в напрямку прикладеного електричного поля, фазова затримка  $\Phi'$  залежить не від довжини кристалу, а від прикладеної до нього напруги (поздовжній електрооптичний ефект). Значне підвищення напруги (в  $l/d$  раз) можна отримати при поперечному електрооптичному ефекті, коли світло поширюється в напрямку, перпендикулярному до напрямку електричного поля, прикладеного до кристала товщиною  $d$ .

Якщо електричне поле перпендикулярно до оптичної осі кристала ( $E_z = 0$ ), рівняння індикатриси

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 + a_{30}z^2 + 2r_{51}E_y zy + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1, \quad (2.18)$$

тобто кристал стає двовісним. Якщо світло поширюється вздовж  $Z$ , то перетин оптичної індикатриси площиною, перпендикулярною до осі  $Z$ , є еліпсом:

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 - 2r_{22}E_x xy = 1. \quad (2.19)$$

Орієнтація головних осей еліптичного перетину залежить від напрямку прикладеного поля. У головних осях рівняння еліпса (2.19) запишеться у формі

$$(a_{10} + r_{22}E)x^2 + (a_{10} - r_{22}E)y^2 = 1 \quad (2.20)$$

$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ . Отже, показники заломлення для світла, поляризованого в головних напрямках,

$$\begin{aligned} n'_x &= n_0 - 0,5r_{22}n_0^3E; \\ n'_y &= n_0 - 0,5r_{22}n_0^3E. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Після проходження кристалу різниця фаз між променями, поляризованими у головних напрямках,

$$\Phi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n'_x - n'_y) = \frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} U. \quad (2.22)$$

Варто зазначити, що якщо світло поширюється не точно уздовж оптичної осі кристала, то в (2.22) з'явиться фазовий зсув, обумовлений природною анізотропією кристала).

### 2.1.3. Електрооптичний модулятор світла на кристалі ніобіту літію

Амплітудний електрооптичний модулятор світла складається із фазової комірки, що включає в себе кристал, що розміщується в конденсаторі або в НВЧ-резонаторі, поляризатор, аналізатор і джерело напруги, що модулює. Фазову комірку розташовують між поляризатором П (світло поступає на вхід модулятора, вважається в загальному випадку не поляризованим) і аналізатором А, як показано на рис. 2.2. Надалі передбачається, що в модуляторі світла використовується ніобат літію, в якому світло поширюється в напрямку оптичної осі, що збігається з віссю Y, а електричне поле докладено в напрямку кристалографічної осі, що збігається з віссю Z. Якщо головна площина поляризатора складає кут  $45^\circ$  з площиною XZ, то в кристалі поширюється дві ортогонально поляризовані хвилі однакової інтенсивності. Наявність фазової затримки  $\Phi$  між цими хвилями на виході з кристала, яка визначається виразом (2.22), призводить в загальному випадку до еліптичної поляризації світла на виході з кристалу (див. рис.2, 1, в), і при зміні напруги на кристалі здійснюється модуляція поляризації світла. Причому змінюється лише співвідношення довжин осей еліпса, описуваного світловим вектором, без повороту цих осей.

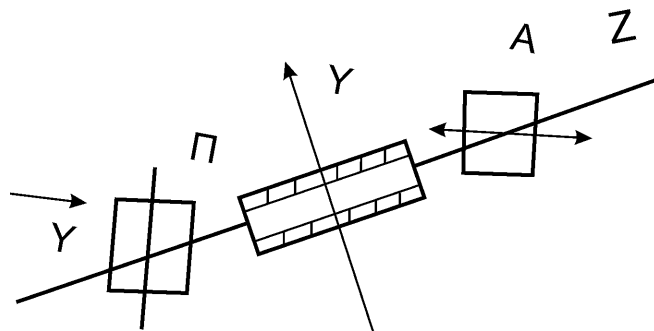


Рис. 2.2

Пропустивши модульоване таким чином світло через аналізатор, отримаємо амплітудно-модульоване світло. Якщо площини поляризації аналізатора і поляризатора взаємно перпендикулярні, то інтенсивність світла на виході модулятора

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad (2.23)$$

де  $I_0$  - інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор.

На рис.2.3, а показана залежність інтенсивності світла на виході модулятора від напруги, прикладеної до кристалу. Напруга, що відповідає значенню називається напівхвильовою:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{2r_{22}n_0^3l} \quad (2.24)$$

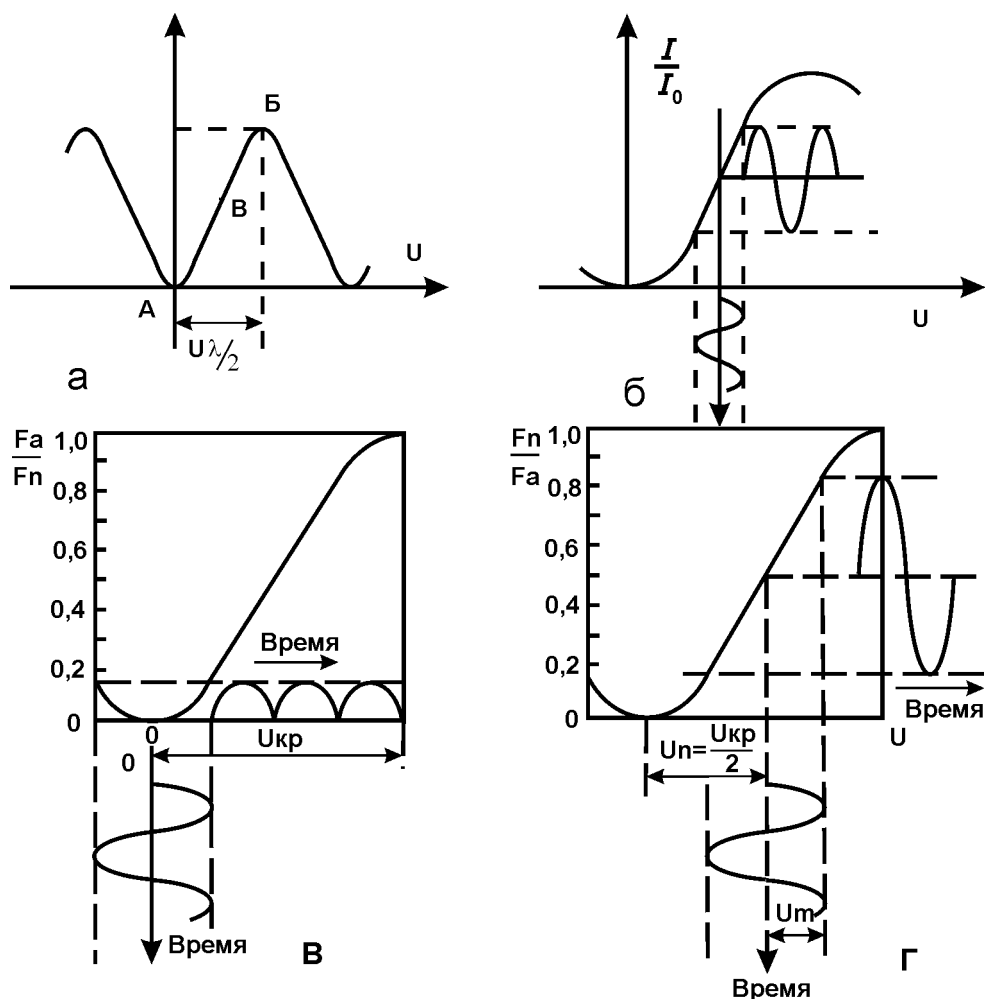


Рис. 2.3

Цю величину часто використовують для опису електрооптичних властивостей кристалів: чим менше  $U_{\lambda/2}$ , тим вище крутизна статистичної модуляційної характеристики електрооптичного модулятора світла (2.23). При зміні початкового зсуву фаз, створюваного, наприклад, постійною напругою, що прикладається до кристалу, крива, зображена на рис.2.3, а, зміщується паралельно осі ординат. Це явище може бути використане для вибору робочої точки як на квадратичній ділянці (точка А чи Б) статичної модуляційної характеристики, так і на лінійній (точка Б).

Якщо на кристал поданий змінний сигнал  $U = U_0 \sin \Omega t$  то різниця фаз  $\Phi$  змінюється в часі за законом  $\Phi = \Phi_0 \sin \Omega t$ , где  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0$  і інтенсивність світла на виході модулятора

$$I = I_0 \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} \sin \Omega t \right) = \frac{I_0}{2} \left( 1 - J_0(\Phi) - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_{2k}(\Phi)}{\Phi} \cos 2k\Omega t \right) \quad (2.25)$$

де  $J_k(\Phi)$  - функція Бесселя 1-го роду k-го порядку. За малих  $\Phi$  модуляція синусоїдальна із частотою  $2\Omega$ , причому глибина модуляції світла дорівнює 100%.

Графічна побудова вихідного сигналу за допомогою статичної модуляційної характеристики для робочої точки А на квадратичній ділянці показано на рис. 2.3, а.

Якщо прикласти до кристалу постійне зміщення  $U = 0,5U_{\lambda/2}$  або пропустити світло через чвертьхвильову пластинку, то робота на лінійній ділянці статичної модуляційної характеристики (точка В на рис. 2.3, а) буде відповідати спектральному складу модульованого світла

$$I = I_0 \sin(\Phi \sin \Omega t) = \frac{I_0}{2} + I_0 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k+1}(\Phi) \sin(2k+1)\Phi t$$

За малих  $\Phi$  модуляція синусоїдальна і глибина модуляції залежить від амплітуди змінної напруги, що прикладається до кристала (динамічна модуляційна характеристика):

$$m = 2J_1(\Phi)$$

Графічна побудова вихідного сигналу за допомогою статичної характеристики для випадку вибору робочої точки на лінійній ділянці показано на рис. 2.3, б

Гострі резонанси, що виникають на окремих частотах, пояснюються резонансом гармонік вищого порядку основного акустичного резонансу. При напрямку електричного поля вздовж оптичної осі кристала ніобату літію такої частотної залежності не спостерігається.

## 2.2. Обладнання та вимірювальні прилади

1. He-Ne лазер типу ЛГ-52.
2. Електрооптичний модулятор МЛ-3.
3. Механічний модулятор.
4. Генератор сигналів низькочастотний типу ГЗ-56/1.
5. Джерело живлення УИП-2.
6. Кремнієвий фотодіод.
7. Мікроамперметр М95 з шунтом.
8. Осцилограф типу СІ-67.

## 2.3. Опис установки

Установка (рис. 2.4) призначена для дослідження характеристик електрооптичного модулятора МЛ-3 і працює таким чином: промінь лазера 1, поляризований у вертикальній площині, потрапляє на вхід електрооптичного модулятора 2, за допомогою якого здійснюється модуляція інтенсивності променя напругою, що надходить від звукового генератора 4. Напруга постійного зміщення подається на окремий вхід модулятора від джерела живлення 5. Для 100%-ї модуляції випромінювання лазера на шляху променя встановлений механічний модулятор 3.

промінь що виходить з електрооптичного модулятора потрапляє на фотодіод 6, який підключають до мікроамперметра 7 при вимірюванні статичної характеристики і до осцилографа 8 при вимірюванні глибини модуляції.

Примітка. На модуляторі МЛ-3 закріплений блок, в якому змонтований ВЧ - генератор, в даній роботі він не використовується.

## 2.4. Порядок виконання роботи

Зняти статичну характеристику електрооптичного модулятора, залежність інтенсивності світла на виході модулятора від напруги, прикладеної до кристалу. Вимірювання провести при трьох різних положеннях аналізатора, орієнтуючи його на максимум, мінімум і на проміжне положення сигналу.

Виміряти максимальну глибину модуляції на одній фіксованій частоті, при якій нелінійні спотворення на екрані осцилографа ще не спостерігаються.

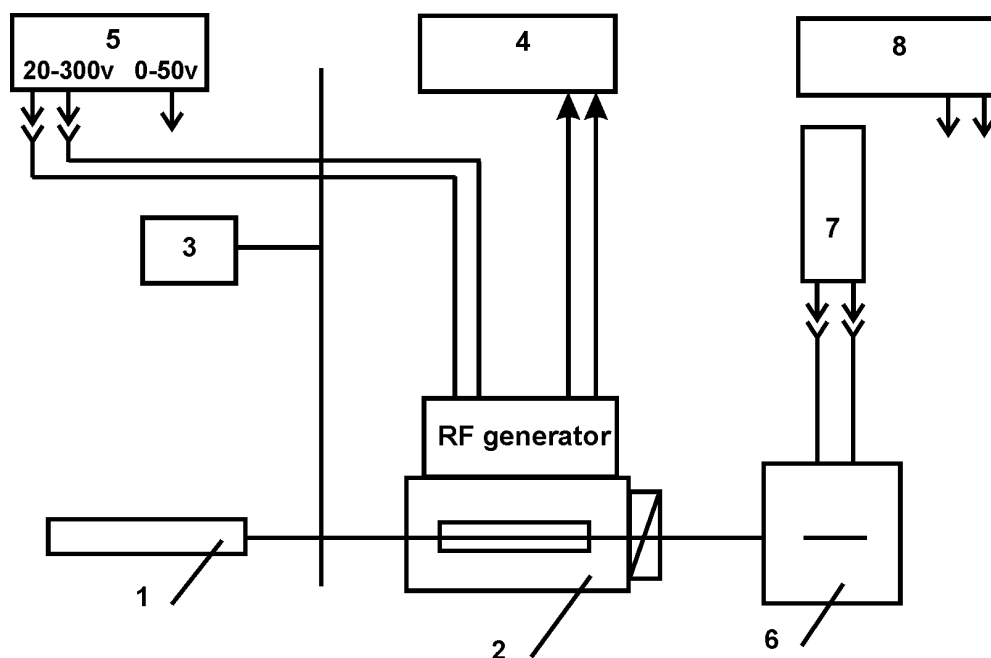


Рис. 2.4

## 2.5. Методика проведення вимірів

За п.2.4.1: а) включити лазер, блок живлення УИП-2, перевести перемикач на мікроамперметрі з положення «Арретир» в положення «Наружный шунт». Диск механічного модулятора при цьому не повинен перекривати промінь лазера;

б) обертаючи аналізатор, розташований праворуч на торці модулятора, встановити мінімальну інтенсивність променя, контролюючи її по струму фотодіода  $I_{ph}$  за допомогою мікроамперметра;

в) змінюючи напругу на вході модулятора в межах  $-50 \dots \dots +270$  В, зняти статичну характеристику, враховуючи, що інтенсивність променя по струму  $I$  прямо пропорційна  $I_{ph}$ . напругу контролювати по вимірювальному приладу блоку УИП-2 (вся шкала відповідає 300 В). Негативні напруги подавати з гнізда 0 ... 50 В;

г) зняти статичну характеристику при двох інших положеннях аналізатора (див. п.2.4.1).

За п.2.4.2: а) включити осцилограф, НЧ - генератор, перевести перемикач на мікроамперметрі з положення «Наружный шунт» в положення «Арретир», відключити шунт від фотодіода. Сигнал з фотодіода подати на осцилограф, встановивши період розгортки на ньому 2 мс;

б) встановити на НЧ - генераторі частоту  $\sim 1$  кГц, межа шкали вольтметра 30 В, зовнішнє навантаження 5000 Ом;

в) встановити таку максимальну напругу на виході генератора, при якій нелінійні спотворення на екрані осцилографа ще не спостерігаються. Аналізатор підлаштувати по максимуму сигналу. Напругу зсуву встановити такою, щоб сигнал, і спотворення були максимальними;

г) включити механічний модулятор, ручками «Стабільність» і «Уровень» осцилографа засинхронізувати зображення. Підлаштувавши частоту генератора, можна добитися майже повної нерухомості зображення;

д) визначити глибину модуляції за формулою  $M = \frac{a}{b} \cdot 100\%$ , де  $a$  і  $b$  - амплітудні значення сигналу (рис. 2.5), виміряні за допомогою ординатої сітки на екрані осцилографа.

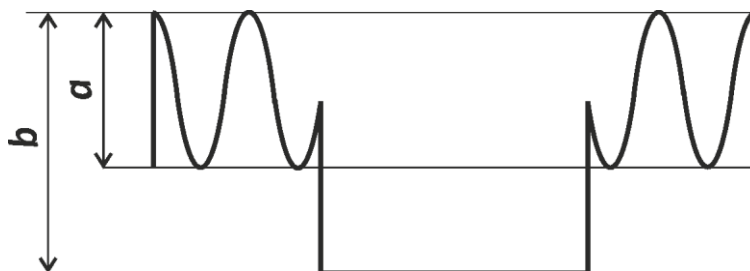


Рис. 2.5

## 2.6. Вміст звіту

1. Мета роботи.
2. Схема стенду та характеристики вимірювальних приладів і пристроїв.
3. Таблиці експериментальних і розрахункових даних.
4. Графіки виміряних характеристик.
5. Висновки по роботі.

## Контрольні питання

1. Що розуміють під модуляцією лазерного випромінювання?
2. Яка прийнята класифікація модуляторів?
3. Основні характеристики модуляторів лазерного випромінювання.
4. Що розуміють під електрооптичним ефектом?
5. Які кристали використовуються для модуляторів?
6. Що являють собою звичайна і незвичайна хвиля?
7. Поясніть квадратичний та лінійний електрооптичний ефекти ефектами Керра і Поккельса.
8. Особливості поздовжнього й поперечного ЕОО модулятора.
9. Робота ЕОО модулятора.
10. Наведіть модуляційну характеристику.
11. Поясніть методику вимірювання характеристик ЕОО модулятора.

## ЛІТЕРАТУРА

Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. Учебник, 2-Издание. К.: Вища школа, 1988, с.382.



## ДОСЛІДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ДАТЧИКА КУТОВОЇ ШВИДКОСТІ(ЛДКШ)

Мета роботи: ознайомитися з принципом дії та конструкцією лазерного датчика кутової швидкості; експериментально дослідити основні характеристики кільцевого лазера.

## 3.1. Короткі теоретичні відомості

## 3.1.1. Ефект Саньяка і кільцевий інтерферометр-резонатор

Реєстрація фазового зсуву в кільцевому інтерферометрі заснована на явищі інтерференції, що виникає при сумуванні зустрічних світлових променів. У 1904 р. це явище використав вперше А.Майкельсон при вивченні гіпотези «ефіру». У своїх дослідках він застосував систему дзеркал, розташованих по кутах прямокутного чотирьохдзеркального інтерферометра, Пучок паралельних променів від джерела спрямовувався на напівпрозоре дзеркало, яке розщеплює світловий потік так, що один світловий промінь обходив систему за годинниковою стрілкою, а інший - проти неї. Потім обидва променя змішувалися і прямували через фокусуючу лінзу на екран. Період обертання установки відповідав періоду обертання Землі навколо своєї осі (24 год).

При обертанні чотирехзеркального інтерферометра навколо осі, перпендикулярній до площини руху променів, променю, що йде в напрямку обертання, потрібно більше часу для проходження кільцевого резонатора, ніж променю, що йде проти напрямку обертання. Це пояснюється неоднаковою довжиною оптичного шляху, що проходиться обома променями, і на екрані в цьому випадку повинно спостерігатися зміщення інтерференційної картини. Причому зміщення інтерференційних смуг повинне бути пропорційним кутовій швидкості інтерферометра.

Аналогічні досліди були виконані в 1913 р. французьким фізиком Саньяком. Він встановив чотири дзеркала і джерело світла на обертовій платформі (рис. 3.1) і розглядав поширення світла по контуру кільцевого інтерферометра з оптичними елементами. Швидкість поширення електромагнітної хвилі в одному напрямку, наприклад по ходу обертання платформи, Саньяк прийняв рівній  $c + v$  де  $v$  - миттєва лінійна швидкість обертання платформи.

При протилежному напрямку руху швидкість поширення випромінювання -  $c - v$ , тоді різниця оптичного ходу випромінювань на деякій довільно взятій ділянці контуру в точці А (рис.3.1: ДВ - джерело; З - дзеркала; НПП - напівпрозора пластинка; ФП - фотоприймач)

$$\delta L = c\Delta t = c \left( \frac{L}{c-v} - \frac{L}{c+v} \right)$$

$$\delta L \approx \frac{2L}{c} v = \frac{2LR}{c} \Omega(t)$$

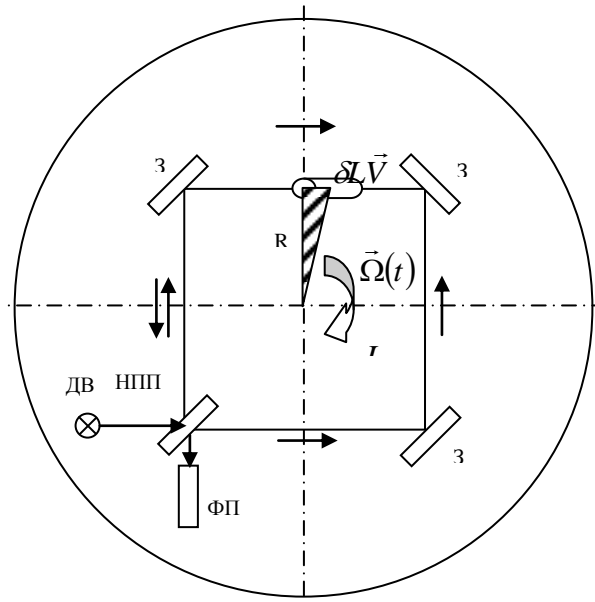


Рис. 3.1.

де  $\Delta t \sim \frac{2VL}{c^2}$  - тимчасова різниця ходу зустрічних випромінювань при  $c \gg v$ .

Враховуючи, що лінійна швидкість  $v = R\Omega(t)$ , а площа  $S = RL$ , при  $c \gg v$  отримуємо

$$\delta L \approx \frac{2LR}{c} \Omega(t) = \frac{2S}{c} \Omega(t)$$

де  $L$  - довжина кільцевого інтерферометра;  $R$  - радіус обертання елементарної ділянки контуру;  $\Omega(t)$  - збудження у вигляді кутової швидкості кільцевого інтерферометра, який в принципі може бути і резонатором кільцевого лазера. Оскільки оптична довжина шляху зустрічних випромінювань буде різною  $(L + \delta)$  та  $(L - \delta)$ , частоти цих випромінювань також різні і відрізняються від резонансної частоти  $\nu_0$ , тобто

$$\nu_1 = q \frac{c}{L + \delta L}; \quad \nu_2 = q \frac{c}{L - \delta L}$$

На фотоприймачі виділиться різницева частота, що визначається при  $\nu_0 = \frac{qc}{L}$  та  $L^2 \gg (\delta L)^2$  залежністю

$$F_r = \nu_1 - \nu_2 = qc \frac{2\delta L}{L^2 - (\delta L)^2} \approx \nu_0 \frac{2\delta L}{L} = \frac{4S}{\lambda_0 L} \Omega(t)$$

де  $F_r = K_{in} \Omega(t)$ , где  $K_{in} = \frac{4S}{\lambda_0 L}$  - константа контуру;  $F_r$  - частота биття, що одержується в

результаті змішання двох зустрічних випромінювань оптичного діапазону довжин хвиль, пропорційна вхідному впливу  $\Omega(t)$ . Саньяк на підставі дослідів зробив важливі висновки про те, що зсув інтерференційної картини, що отримується в результаті додавання спрямованих назустріч один одному випромінювань від джерела, розміщеного на основі, що обертається, пропорційний кутовій швидкості цієї основи. Кільцевий інтерферометр можна застосовувати для точного вимірювання малих кутових швидкостей.

### 3.1.2. Кільцевий лазер і його основні характеристики

Очевидно, кільцевим лазером буде квантовий прилад з кільцевим активним резонатором, в якому випромінювання поширюється назустріч одне одному і виводяться на інтерференційний оптичний змішувач.

Перший зразок кільцевого лазера був створений в 1962 р. і являв собою чотири He-Ne лазера, розташованих по сторонах квадрата. У кожному з кутів знаходилися дзеркала, встановлені під кутом  $45^\circ$  до оптичної осі лазера таким чином, що промінь світла, що виходить з лазера, відбивався від дзеркала і потрапляв на сусідній. Світлова енергія випромінювалася з обох кінців з'юстованих розрядних трубок, тому в системі виникали два світлових променя, що рухаються по кільцю в протилежних напрямках. Частина енергії обох променів виводилася з системи за допомогою напівпрозорого дзеркала і подавалася на реєструючий фотоприймач - фотопомножувач. Частоти генерованих коливань визначилися декількома факторами, зокрема, власними резонансними частотами кільцевого оптичного резонатора. Якщо кільцевий резонатор обертався навколо осі, перпендикулярної до його площини, то шляхи, які повинні в ньому пройти дві зустрічні хвилі, щоб потрапити в точку активного середовища, звідки вони вийшли, різні. Різниця шляхів  $\delta L$  пропорційна кутовий швидкості резонатора. Дійсно, якщо кільцевому резонатору, частково або повністю заповненому активним середовищем, надати обертання з кутовою швидкістю  $\Omega(t)$ , то в замкнутому контурі по загальному генераційному каналу будуть поширюватися дві зустрічні хвилі випромінювання з різними кутовими швидкостями:

$$\omega_1 = \omega_0 + \Omega(t); \quad \omega_2 = \omega_0 - \Omega(t),$$

де  $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$  причому кутова швидкість світлового пучка при відсутності обертання

контурі набагато більше збудження, тобто  $\omega_0 \gg \Omega(t)$

Направляючи частину енергії зустрічних пучків для створення інтерференційної картини в спеціальному оптичному змішувачі і фокусуючи цю картину на фотоприймач, на виході системи одержуємо різницеву частоту биття вже в кільцевому лазері у вигляді послідовності імпульсів, частота яких пропорційна проекції вектора кутової швидкості  $\Omega(t)\cos\beta$  на нормаль до площини поширення зустрічних хвиль  $Y$ .

На рис.3.2, а зображена вихідна характеристика (ВХ) лазерного гіроскопа (1 - ідеальна; 2 - розрахункова; 3 - область можливого знаходження реальної ВХ; 4 - гістерезис ВХ; 5 - зона захоплення (нечутливість) і гістерезис різницевої частоти  $F_r$  від кутової швидкості  $\Omega(t)$ ). На рис. 3.2, б - пунктирною лінією показана ідеальна вихідна характеристика; суцільні криві — розрахункові;  $2\Omega_{3x}$  - повна область захвату;  $\Omega_l$  і  $\Omega_{3x}$  – нижня і верхня межі області захвату (криві при  $\Omega < 0$  зображені вниз умовно).

На рис. 3.2, а крива 2 зображує розрахункову вхідну характеристику, реальна знаходиться в заштрихованій області 3, оскільки різницева частота на виході лазера є функцією багатьох його параметрів: відносної різниці добротностей для зустрічних випромінювань, розлаштування резонатора, положення резонансної частоти генерації на доплерівському контурі підсилення, різниці інтенсивності зустрічних випромінювань, ширини спектральної лінії випромінювання і ширини резонансної кривої резонатора, значення тиску газової суміші та її компонентів, модового складу випромінювання та ін. Крім наявності істотної зони нечутливості (захоплення) реальна ВХ змінює свою крутизну на  $\Delta K_{in}$ , і має початковий зрушення кутових швидкостей - дрейф  $\Omega_{dr}$

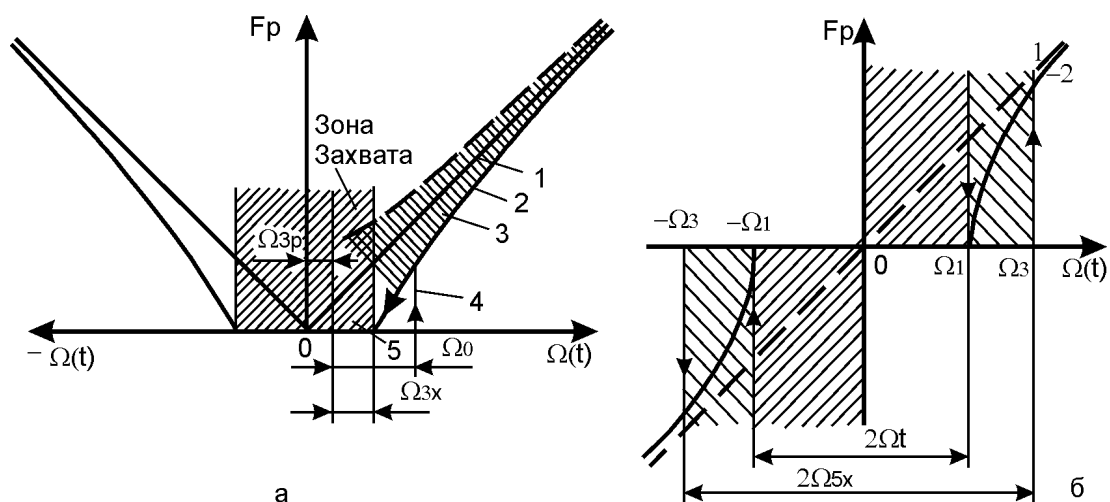


Рис. 3.2. Вихідна характеристика (ВХ) лазерного гіроскопа (а):

1 – ідеальна; 2 – розрахункова; 3 – область можливого знаходження реальної ВХ; 4 – гістерезис ВХ; 5 – зона захвату (нечутливості) та гістерезис разносної частоти  $F_p$  від кутової швидкості  $\Omega(t)$

(б) – пунктирна лінія – ідеальна вихідна характеристика; суцільні криві – розрахункові;  $2\Omega_{3x}$  – повна область захоплення;  $\Omega_1$  та  $\Omega_{3x}$  нижня і верхня межі області захвату (криві при  $\Omega < 0$  зображені вниз умовно).

Нелінійність ВХ визначають по зміні масштабного коефіцієнта (крутизни ВХ). При варіаціях  $\Omega(t)$  знаходять відносну зміну крутизни ВХ

$$h_0 = \frac{\Delta K_{in}}{K_{in}^0}$$

де  $\Delta K_{in}^0 = \frac{4S}{\lambda_0 L}$  – крутизна ВХ в точці зміщення частот.

Наприклад, для типових кільцевих лазерів нелінійність ВХ складає менше  $10^{-4}$  при вимірюваннях  $\Omega(t)$   $5 \cdot 10^{-2} \dots 5 \cdot 10^3$  рад/с. Для сучасних кільцевих лазерів з периметром  $L=100$  см, що працюють на довжині хвилі  $\lambda_0=0,63$  мкм, зона захвату  $2\Omega_{in} \approx 15 \cdot 10^{-4}$  рад/с, а дрейф  $\Omega_{dr} \approx 1 \cdot 10^{-7} \dots 1,5 \cdot 10^{-7}$  рад/с. Мінімальне значення зони нечутливості ретельно виконаних лазерів становить 50...100 Гц. Петля гістерезису ВХ обумовлена залежністю різниці показників заломлення та коефіцієнтів розсіювання зустрічних випромінювань від стану плазми в резонаторі кільцевого лазера. Гістерезис виявляється в тому, що вихід із зони захвату відбувається при більшому значенні  $\Omega(t)$ , ніж вхід в цю зону:  $\Omega'_0 > \Omega_{in}$

Діапазон вимірюваних кутових швидкостей визначають співвідношенням

$$\Omega_{\max} - \Omega_{\min} \leq \frac{c\lambda_0}{16S}$$

де  $\Omega_{\min} \approx \Omega'_0$  – половина зони нечутливості. Наприклад, для кільцевого лазера площа резонатора  $S=100$  см<sup>2</sup> і  $\lambda_0=0,6 \cdot 10^{-4}$  см,  $\Omega_{\max} - \Omega_{\min} \approx 1100$  рад/с. Оскільки на виході лазера час поширення, фаза, інтенсивність і частота зустрічно біжучих хвиль, залежать від кутової швидкості, всі існуючі кільцеві лазери можна класифікувати як за параметром вихідного електромагнітного поля, так і за типом вимірювального пристрою, що визначає той чи інший інформативний параметр. Існують чотири основних типи кільцевих лазерів: часові, фазові, амплітудні і частотні. Практичний інтерес представляють частотні вимірювачі кутової

швидкості. Наприклад, частотний лазер з прямокутним резонатором площею  $1 \text{ м}^2$ , який працює на частоті  $5 \cdot 10^{14}$  Гц, має чутливість  $4 \cdot 10^5$  Гц на  $1 \text{ рад/с}$   $\Omega(t)$  і реєструє час запізнювання зустрічних хвиль з точністю до  $10^{-16}$  с. Безперечні переваги частотних методів реєстрації  $\Omega(t)$  пояснює переваги частотних кільцевих лазерів перед датчиками кутової швидкості інших типів.

### 3.1.3. Основні рівняння кільцевого лазера і явище захоплення різницевої частоти

Визначимо зміну частоти, обумовлену зміною оптичної довжини резонатора при його обертанні. У стаціонарному режимі з умови резонансу поздовжніх мод в кільцевому резонаторі довжина замкнутого оптичного шляху випромінювання  $\sum l_i n_i$ , котре розповсюджується в резонаторі, що складається з елементів з різними показниками заломлення, повинна бути кратною довжині хвилі  $\lambda_0$ .

$$L = \sum l_i n_i = q \lambda_0 = \frac{qc}{\nu}$$

при  $n_i = n = 1$ , де  $n_i$  - показник заломлення на  $i$ -ій ділянці резонатора довжиною  $l_i$ . При виконанні цієї умови хвиля, яка вийшла з будь-якої точки активного середовища в резонаторі, повернеться в цю точку з фазовим зміщенням  $2\pi$ , що забезпечить позитивний зворотний зв'язок і стабільну генерацію. В залежності від напрямку вектора  $\Omega(t)$  різницева частота,

$$F_r = K_{in} \Omega(t) \cos \beta$$

$$F_r = \frac{4S \sum l_i n_i}{cL^2} \nu_0 \Omega(t) \cos \beta$$

де  $\beta$  - кут між вектором  $\bar{\Omega}(t)$  та нормаллю  $\bar{Y}$  до площини резонатора. Ця залежність і є основним, робочим рівнянням кільцевого лазера.

З формули видно, що різницева частота пропорційна площі поверхні, утвореної траєкторією поширення променів у резонаторі, і обернено пропорційна периметру резонатора кільцевого набору. Найбільшу чутливість мають лазери з резонатором у формі кільця. Практично виконати лазер з таким резонатором вельми складно. При виборі конфігурації резонатора необхідно також враховувати втрати випромінювання в ньому, складність виготовлення і налаштування.

Якщо на виході системи є фотопомножувач, його струм буде змінюватися з частотою биття  $F_r$ . Але, вимірявши різницеву частоту, можна визначити тільки модуль вектора кутової швидкості, але не його напрямок. Наприклад, при використанні квадратного резонатора з стороною  $10 \text{ см}$  частота биття при робочій довжині хвилі  $0,6328 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  наближено дорівнює  $2 \cdot 10^6$  Гц, що відповідає кутовій швидкості близько  $1,2656 \text{ рад/с}$ . Напрямок же обертання лазера залишається невідомим. У цьому полягає одна з принципових особливостей лазерного гіроскопа (ЛГ) як датчика кутової швидкості, що використовує кільцевий лазер.

На практиці ВХ нелінійна, оскільки випадкова зміна розмірів резонатора, анізотропія плазми, погіршення покриття відбивних елементів, флуктуація зустрічних хвиль, і, нарешті, просто зміна зовнішніх умов (вібрації, нагрів, акустичний шум і т.д.) призводять до нестабільності параметрів резонатора, що, в свою чергу, позначається на чутливості і точності вимірювання  $\Omega(t)$ . Особливо це помітно тоді, коли необхідно вимірювати дуже малі кутові швидкості, тобто коли малі частоти автоколивальної системи можуть бути близькими. У цьому випадку виникають захоплення, збільшення частоти (так зване явище синхронізації частот), і кільцевий лазер не реагує на зміну  $\Omega(t)$ .

Залежність різницевої частоти в околиці зони захоплення можна апроксимувати залежністю

$$F_r = K_{in} \sqrt{\Omega^2(t) - \Omega_{in}^2}$$

Це рівняння практично є статичною, або вихідною, характеристикою кільцевого лазера.

Аналізуючи рівняння, можна зробити наступні висновки. За малих кутових швидкостей  $\Omega(t) \leq \Omega_{in}$  відбувається захоплення частот зустрічних коливань. Область захоплення пропорційна коефіцієнту зворотного розсіювання і залежить від різниці інтенсивностей зустрічних випромінювань. Основна характеристика  $F_r = K_{in} \Omega(t)$  за малих  $\Omega(t)$  має гістерезис внаслідок впливу енергетичного зв'язку зустрічних випромінювань і зворотного розсіювання (див. рис. 3.2,6). Збільшення зв'язку між зустрічними випромінюваннями приводить до розширення області захоплення. Область захоплення можна зменшити за рахунок зниження зворотного розсіювання на відбивних елементах, поліпшення однорідності покриття їх і однорідності плазми, збільшення периметра резонатора. Наприклад, область захоплення за інших рівних умов для кільцевого лазера периметром 300 см становить 60 ... 120 Гц; для моноблочного кварцового резонатора периметром 40 см - 500 ... 1500 Гц.

#### 3.1.4. Методи розносу частот. Комірка Фарадея

Стійкість режиму генерація зустрічних випромінювань лазера мінімальна в разі, коли частоти зустрічних хвиль однаково відстають від центру доплеровськи розширеної спектральної лінії випромінювання. У цій ситуації взаємодія обох хвиль йде через одні й ті ж групи атомів активної речовини, тобто взаємозв'язок коливань максимальна. При відсутності обертання кільцевого лазера система стійка, а зі збільшенням кутової швидкості її нестійкість зростає. Це фізичне явище одночасної взаємодії зустрічних хвиль, коли інтенсивність одного випромінювання збільшується, а іншого - зменшується, все це викликано посиленням однієї групи атомів активного середовища і є конкуренцією мод.

Наявність різницевої частоти в області, близькій до кордону захоплення, обумовлене явищем захоплення частоти генерації. При цьому залежність  $F_r = K_{in} \Omega(t)$  стає нелінійною. Основна ВХ в більшій мірі залежить від розлаштування частот випромінювання. Якщо забезпечити відносну похибку налаштування резонатора на резонансну частоту спектральної лінії (розлаштування резонатора кожного із зустрічних випромінювань)  $n_1 = \frac{v_1 - v_2}{\Delta v}$ , то зі

змінною розлаштування ВХ зміщується з області захоплення і навіть може перетинати ідеальну характеристику (ВХ). Це обумовлено дисперсійними властивостями активного середовища, і, в основному, конкуренцією мод у зустрічних випромінюваннях.

Пред'являючи високі вимоги до частоти і якості поверхонь, що відбивають або застосовуючи замість дзеркала призми повного внутрішнього відбиття, область захоплення можна дещо зменшити. Повністю від синхронізації і конкуренції зустрічних мод позбутися не можна через розсіяння на неоднорідностях флуктуючої плазми, кінцевості розмірів дзеркал і перерізу пучка, нелінійних явищ в розряді і при відбитті від дзеркал. У кільцевих лазерах, що використовуються для гіроскопії, область захоплення досягає декількох десятків і сотень герц.

Міра, яка допомагає практично позбутися цього явища і дає можливість вимірювати дуже малі кутові швидкості, - створення штучного зміщення частот, тобто введення заздалегідь відомої частоти, так званої частотної підставки, - початкової різниці частот, що перевищує порогову частоту захоплення. Рознести частоти можна різними способами (рис. 3.3: а - ефект Фарадея; б - ефект захоплення світла рухомих середовищем).

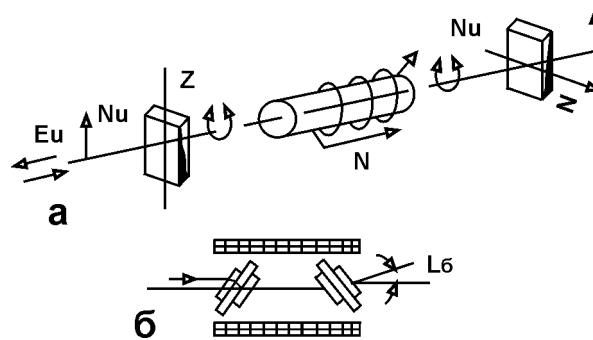


Рис. 3.3

Один із способів створення початкової різниці частот полягає в тому, що платформі, на якій встановлено кільцевий лазер, надаються малі обертальні коливання з частотою порядку 10 ... 40 Гц. Протягом більшої частини періоду таких коливань кутова швидкість виявляється достатньою для того, щоб різницева частота перевищила порогові значення частоти захоплення.

Для створення зміщення частот можна використовувати ефект Фізо або Ленгмюра (захоплення світла газорозрядною плазмою, що рухається), який є наслідком власної анізотропії і її дрейфу в разі збудження газової суміші в кюветі розрядом постійного струму. Цей ефект можна застосувати для створення штучної підставки, оскільки в резонатор не потрібно вводити додаткові втрати.

Ефект Фарадея можна використовувати для створення різницевої частоти зустрічних коливань. Цей ефект полягає в повороті площини поляризації нелінійно поляризованого світла, що поширюється уздовж силових ліній магнітного поля. кут  $\chi$ , на який повертається площина поляризації, пропорційний напруженості магнітного поля  $\vec{H}$  і шляху  $l_E$ , що проходить випромінювання у зовнішньому магнітному полі  $\chi = R_E l_E H$  где  $R_E = const$ .

### 3.2. Прилади й устаткування

1. Платформа з встановленим на ній кільцевим лазером (трьохдзеркальним кільцевим резонатором і двома активними елементами).
2. Два блоки живлення активних елементів.
3. Чотирохдзеркальний оптичний змішувач.
4. Кремнієвий фотодіод ФД-26.
5. Попередній підсилювач.
6. Осцилограф CI-70 (CI-67).
7. Частотомір ЧЗ-34.
8. Установка для перевірки гіроскопів УПГ-56.
9. Блок - живлення УРГ ТЕС-14.

### 3.3. Опис експериментальної установки

Дана установка (рис. 3.4) призначена для дослідження основних характеристик кільцевого лазера і побудованого на його основі лазерного датчика кутової швидкості. Після включення блоків живлення активних елементів 2 в кільцевому лазері, встановленому на платформі 1, виникає генерація. За допомогою змішувача 3 на фотоприймач 4 подаються два промені 1 і 1', що виходять з кільцевого лазера. З виходу фотоприймача сигнал биття з частотою  $F_r$ , посилений підсилювачем 5, надходить на вхід осцилографа 6 і частотоміра 7. Платформа 1 обертається за допомогою установки 8, що живиться від блоку живлення 9. За відсутності обертання платформи 1 на екрані осцилографа буде спостерігатися пряма лінія. Після початку обертання і досягнення кутової швидкості, достатньої для виходу з зони нечутливості, на екрані буде спостерігатися синусоїдальний сигнал з частотою, пропорційною кутовій швидкості обертання. Значення цієї частоти вимірюється частотоміром 8.

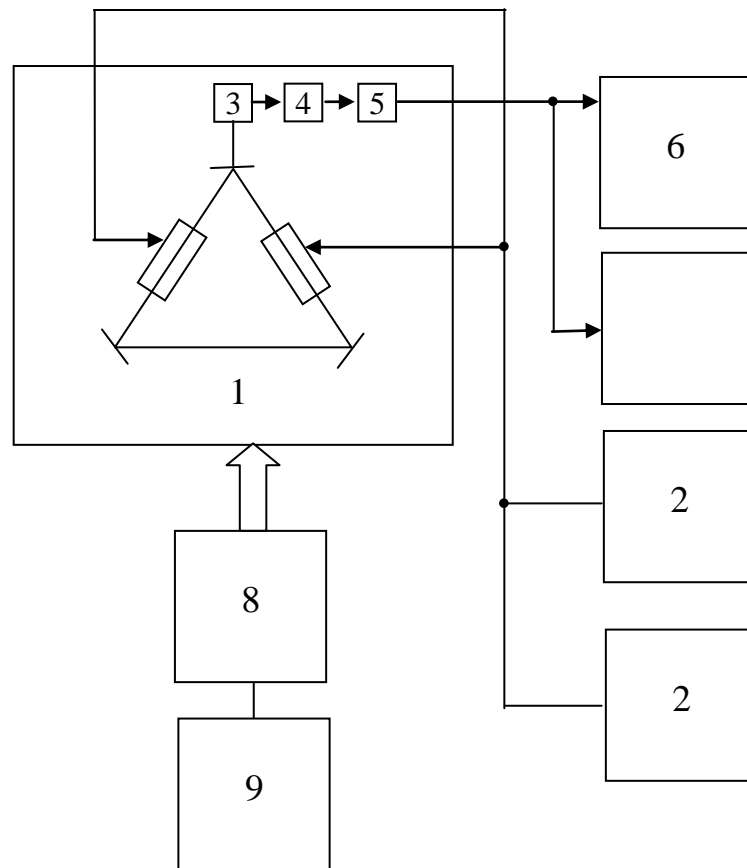



Рис. 3.4

### 3.4. Порядок проведення роботи

З метою забезпечення правил техніки безпеки та збереження експериментальної установки категорично **ЗАБОРОНЯЄТЬСЯ**:

1. Відкривати та знімати кришку макета;
2. Направляти випромінювання, що виходить, в очі;
3. Повертати платформу більш ніж на один оберт;
4. Перемикати множник швидкостей УПГ в положення "x10";
5. Змінювати кутову швидкість платформи під час її руху.

### 3.5. Підготовка до роботи

1. Включити блоки живлення активних елементів. Встановити перемикач «Ток лазера» в положення «1». При цьому в кільцевому лазері виникає генерація.
2. Встановити тумблер «Переключатель мотора» на панелі УПГ в положення «Откл.» (середнє).
3. Встановити кутову швидкість платформи 1 рад/с, перемикаючи дві ручки на лицьовій панелі УПГ.
4. Встановити режим роботи осцилографа: масштаб - 0,5 В/поділ; розгортка 0,2 нс; режим роботи - чекаючий.
5. Встановити режим роботи частотоміра: час вимірювання - 0,1 с; перемикач роду робіт - в положення «частота А контроль», тумблер пуск в положення «»

### 3.6. Завдання по роботі



1. Визначити мінімальну кутову швидкість, що забезпечує вихід із зон синхронізації (нечутливості). Для цього, включаючи різні кутові швидкості платформи (1,00; 1,25; 1,50; 3,00; 4,50; 6,00 рад/с) домогтися появи на екрані осцилографа низькочастотної обвідної з рівномірним заповненням ВЧ-сигналом з частотою  $F_r$ . Виміряти  $F_r$  однократним натисканням на кнопку «Пуск» на панелі частотоміра.
2. Встановити тривалість розгортки осцилографа 10 мс. Визначити  $F_r$  для значень, кутової швидкості 3; 6; 9; 18; 27 рад/с. Одночасно визначати амплітуду сигналу на екрані осцилографа.
3. Результати занести в табл. 3.1.

Таблиця 3.1.

Параметр	Кутова швидкість, рад/с				
	3	6	9	18	27
$F_r$ , кГц					
$U_c$ , В					

4. Побудувати вихідну характеристику лазерного датчика кутової швидкості  $F_r = f_1(\Omega)$  та  $U_c = f_2(\Omega)$  за даними табл. 3.1. Визначити значення масштабного коефіцієнта К.
5. За паспортними даними кільцевого лазера і значенням кутової швидкості  $\Omega$ , зазначеним в п.2, розрахувати і побудувати вихідну характеристику лазерного датчика кутової швидкості за формулою

$$F_r = k\Omega = \frac{4S\nu_0}{cL}\Omega$$

де S, L - відповідно площа і периметр рівностороннього трикутного кільцевого резонатора;  $\nu = \frac{c}{\lambda_0}$  - частота випромінювання.

6. Оцінити похибку вимірювання  $F_r$  і  $U_c$ .

### 3.7. Зміст звіту

1. Мета роботи.
2. Схема стенда і характеристики вимірювальних приладів і пристроїв.
3. Таблиці експериментальних і розрахункових даних.
4. Графіки вимірюваних характеристик.
5. Висновки по роботі.

### Контрольні питання

1. Які принцип дії та конструкція кільцевого лазера?
2. У чому виражається ефект Саньяка?
3. Назвіть основні типи кільцевих оптичних резонаторів.
4. Назвіть основні типи датчиків кутової швидкості. Якому з цих датчиків притаманна найбільша потенційна точність?
5. Що таке вихідна характеристика лазерного датчика кутової швидкості?
6. Чим зумовлений дрейф різницевої частоти на виході лазерного датчика кутової швидкості і які способи його зменшення?
7. Чим викликано наявність зони синхронізації (нечутливості) у вихідній характеристиці?

8. Чим обмежений динамічний діапазон вимірюваних лазерним датчиком кутової швидкості кутових швидкостей?
9. Наведіть основне рівняння кільцевого лазера.
10. Чому в макеті ЛДКШ встановлені два активних елемента?
11. Який вид поляризації випромінювання, що поширюється: а) всередині резонатора; б) всередині активного елемента; с) на виході кільцевого лазера?
12. Назвіть типи оптичних змішувачів.
13. Основні методи створення різних частот всередині резонатора.
14. Чим обмежена смуга пропускання приймального тракту лазерного датчика кутової швидкості?
15. Що буде спостерігатися на екрані осцилографа, якщо в кільцевий резонатор помістити елемент розносу частот при  $\Omega=0$ ?

## ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ІНЖЕКЦІЙНОГО ЛАЗЕРА

1. Мета роботи. Ознайомитися з принципом і конструкцією напівпровідникового інжекційного лазера типу «ДЦ-3». Вивчити його основні характеристики та принципи, їх вимірювань.

### 2. Короткі відомості з теорії

Специфіка процесів генерування коливань у напівпровідникових лазерах багато в чому обумовлена особливостями системи енергетичних рівнів активної речовини - напівпровідника. На відміну від окремих атомів і молекул, напівпровідникові кристали мають не вузькі енергетичні рівні, а широкі смуги (зони) енергетичних станів. Дозволені зони відокремлені одна від одної забороненими зонами.

У напівпровіднику, що піддавався нагріву, опроміненню або пропусканню струму, електрони валентної зони, поглинаючи енергію ззовні, набувають здатність подолати заборонену зону і перейти на більш високу енергетичну зону - зону провідності. В результаті цього утворюються пари носіїв заряду: електрони в зоні провідності і дірки у валентній зоні. Можливий, очевидно, і зворотний перехід електронів збуджуючого атома на більш низький енергетичний рівень: із зони провідності у валентну зону. В результаті такого переходу пари електрон-дірка рекомбінують, виділяючи надлишкову енергію, отриману електронами ззовні в процесі збудження атома.

У природних умовах при відсутності будь-яких зовнішніх впливів на напівпровідник, електронно-діркові пари виникають і зникають в результаті теплового руху і спонтанного випускання фотонів, причому в напівпровіднику встановлюється теплова рівновага електронів і дірок один з одним. Вона характеризується деякою рівноважною кількістю електронів провідності і дірок, яка описується розподілом Фермі і визначається температурою  $T$  і шириною забороненої зони напівпровідника  $\Delta E$ . При тепловій рівновазі поблизу стелі валентної зони  $E_v$  завжди більше електронів, ніж дірок. Тому, незважаючи на те, що при освітленні напівпровідника ймовірність акту утворення електронно-діркової пари з поглинанням фотона точно дорівнює ймовірності рекомбінації електронно-діркової пари з випусканням фотона, загальне число актів поглинання переважає.

Для того, щоб змусити напівпровідник посилювати падаюче світло, а не поглинати його, необхідно сильно порушити в ньому теплову рівновагу для того, щоб електрони щільно заповнили область, що примикає до дна зони провідності  $E_c$ , а дірки щільно заповнили область у стелі валентної зони  $E_v$ . При цьому внаслідок рівності ймовірностей одиничних актів народження і рекомбінації електронно-діркових пар, число актів рекомбінації буде переважати. Тому такий напівпровідник буде підсилювати світло за рахунок вимушеного випускання фотонів. Стан напівпровідника, при якому більшість рівнів в нижній частині зони провідності зайнято електронами, або у верхній частині валентної зони - дірками, називається виродженням (виродження може мати місце одночасно і для електронів і для дірок). Найвищий рівень енергії  $\mu_E$ , до якого електрони щільно заповнюють зону провідності, називається рівнем Фермі для електронів провідності. Чим більше електронів потрапило в зону провідності, тим вище розташований рівень Фермі, тим більше виродження електронів в напівпровіднику (рис. 1). Аналогічна картина спостерігається і для дірок, тільки в цьому випадку рівень Фермі для дірок  $\mu_n$ , розташований у валентній зоні і з збільшенням числа дірок опускається вниз.

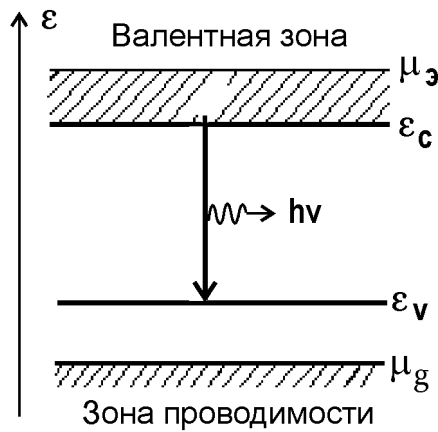


Рис. 1. Енергетична схема виродженого напівпровідника (виродилися електрони і дірки).

Якщо в напівпровіднику виродилися одночасно електрони і дірки, то відстань між рівнями Фермі для електронів  $\mu_E$  і для дірок  $\mu_H$  більше, ніж ширина забороненої зони, тобто

$$\mu_E - \mu_H > \Delta E \quad (1)$$

Зрозуміло, що при цьому електрони із зони провідності можуть «впасти» в валентну зону тільки на «вільні» рівні, що лежать в інтервалі від  $\epsilon_v$  до  $\mu_H$ , оскільки інші рівні зайняті електронами (не зайняті дірками). Електрони з валентної зони з тієї ж причини практично можуть бути закинуті в зону провідності тільки на рівні, що лежать вище  $\mu_E$ . Таким чином, якщо пропустити через вироджений напівпровідник світло, енергія квантів якого лежить в інтервалі від  $h\nu_{\max} = \mu_E - \mu_H$  до  $h\nu_{\min} = E_c - E_v = \Delta E$  то такі фотони не можуть викликати електронних переходів з валентної зони в зону провідності і, отже, не можуть поглинутися в напівпровіднику.

У той же час ці фотони можуть «зіштовхнути» електрони із зони провідності у валентну зону, тобто викликати вимушену рекомбінацію. При цьому народжуються фотони, що точно співпадають за своїми властивостями з первинними. Такий напівпровідник може посилювати світло в смузі частот  $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$ . Ширина цієї смуги визначається ступенем виродження електронів і дірок напівпровідника, тобто розташуванням рівнів Фермі електронів і дірок і шириною його забороненої зони  $\Delta E$ . За аналогією з іншими лазерами умову (1) називають умовою інверсії населеностей, так як при цьому концентрація електронів і дна зони провідності, тобто сумарна населеність нижньої частини зони провідності, вище ніж концентрація електронів у верхній частині валентної зони (тобто населеності верхньої частини валентної зони).

Якщо помістити вироджений напівпровідник, що підсилює світло, між відбивними дзеркалами, що змушують утворювані фотони знову і знову проходити через кристал, створюючи кожного разу нові лавини фотонів, то при кожному проході смуга енергії утворюваних фотонів буде звужуватися внаслідок того, що посилення в смузі частот  $\Delta\nu$  неоднакове. На частоті максимального значення посилення народжується найбільше фотонів і при кожному проході світло цієї частоти підсилюється більше ніж світло інших частот, тому при великому числі проходів, через порівняно короткий час, переважна кількість фотонів буде із дуже близькими значеннями енергії. Інакше кажучи, світло між дзеркалами стане монохроматичним. Якщо одне з дзеркал зробити напівпрозорим, то через нього буде виходити монохроматичне світло у вигляді гостро спрямованого променя, тобто система буде працювати як напівпровідниковий лазер.

Вироджений стан напівпровідника вдається здійснити наступними основними методами:

1. Метод інжекції нерівноважних носіїв через p-n перехід.
2. Оптичне збудження (когерентне і некогерентне).

3. Збудження пучком швидких електронів.
4. Збудження однорідних напівпровідників імпульсами електричного поля (лавинна іонізація).

В даний час найбільшого поширення отримали напівпровідникові лазери, в яких використовується інжекція носіїв через електронно-дірковий перехід. Принцип роботи таких лазерів можна коротко пояснити наступним чином.

Якщо взяти два напівпровідника n- і р-типів, в яких електрони і дірки виродилися, і з'єднати їх (рис 2), то в місці їх з'єднання (р-п-переході) може бути виконана умова інверсії населенностей (1). Частина електронів провідності з р-області перейде в n-область. В процесі цього переходу електрони і дірки будуть рекомбінувати один з одним, випромінюючи фотони. Ці фотони не можуть поглинатися в р-п-переході, а отже світло буде посилюватися до тих пір, поки виконується умова  $\mu_E - \mu_H > \Delta E$ . Однак ця умова буде виконана в області переходу тільки в перший момент приєднання напівпровідників. Через невеликий час рух електронів і дірок припиниться. Вони перерозподіляться по енергетичним рівням і прийдуть в рівновагу один з одним. Рівні Фермі в р- і n-областях сполучаться (рис. 3), а в області р-п-переходу зникне одночасне виродження електронів і дірок, а отже і інверсія населенностей.

Для того, щоб знову створити інверсію населенностей в р-п-переході, тобто домогтися, щоб рівні Фермі в n-і р-областях знову розійшлися на відстань, більшу ширини забороненої зони  $\Delta E$ , потрібно докласти до переходу електричну напругу  $U$ , як показано на рис. 4. При цьому через р-п-перехід потече електричний струм, що складається з двох компонентів: електронів і дірок, що рухаються назустріч один одному. Ці два потоки частинок зустрічаються в тонкому шарі переходу і рекомбінують, випромінюючи світло.

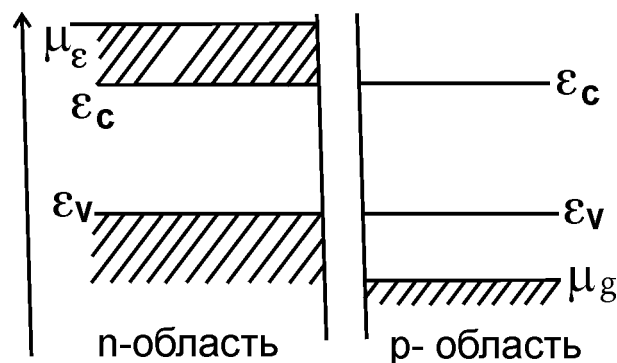


Рис. 2. Енергетична схема р-п-переходу в момент з'єднання напівпровідників р- і n-типу

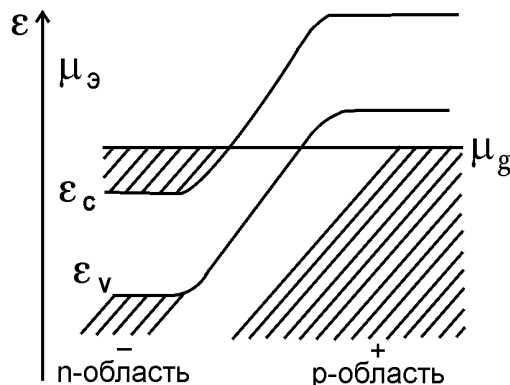


Рис. 3. Енергетична схема р-п-переходу після встановлення рівноваги.

Оскільки зустрічні потоки частинок будуть підтримувати в перехідному шарі концентрацію, достатню для виродження електронів і дірок, то при цьому умову  $\mu_E - \mu_H > \Delta E$  буде виконано. Це означає, що при освітленні р-п-переходу число вимушено випромінених фотонів буде перевищувати число фотонів поглинутих. Умова інверсії в р-п-переході виконується з тим більшим запасом, чим вище електричне поле в переході, тобто тим більший

струм протікає через перехід. Струм, при якому вимушене випромінювання порівнянне з поглинанням (втратами) світла в р-п-переході, називають пороговим струмом. Якщо струм, що пропускається через р-п-перехід, більше порогового, то р-п-перехід є посилюючим середовищем для світла, що поширюється в площині р-п-переходу. Для одержання генерації потрібно ввести зворотний зв'язок, тобто р-п-перехід потрібно помістити між дзеркалами. У напівпровіднику роль дзеркал зазвичай виконують гладкі грані самого напівпровідникового кристала.

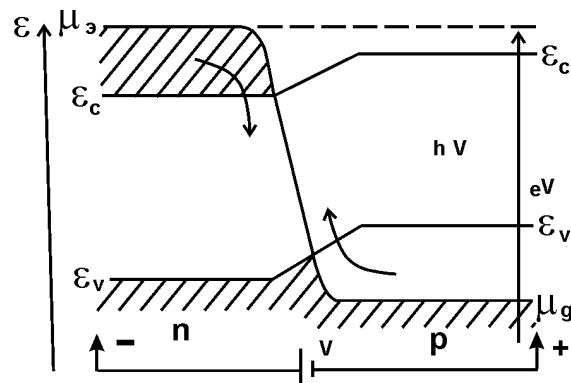


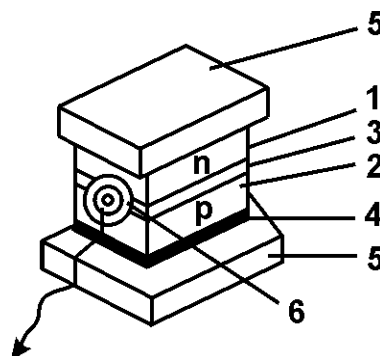
Рис. 4. Енергетична схема р-п-переходу при наявності напруги

У даній роботі використовується напівпровідниковий лазер типу «LD-3», що має типову для інжекційних лазерів конструкцію і представляє собою набірний лазерний діод. Схема побудови приладу показана на рис. 5. Лазерний діод працює в імпульсному режимі. Його основні характеристики представлені в таблиці 1.

Таблиця №1

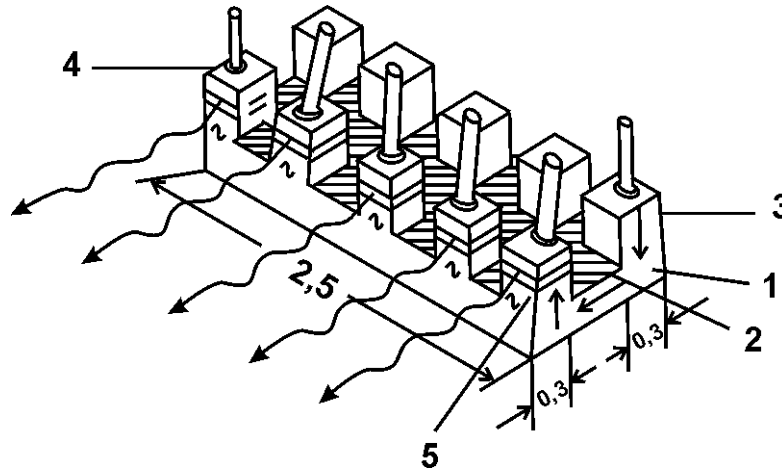
Основні характеристики лазера LD-3

Довжина хвилі генерації	$\lambda_r=9100 \text{ \AA}$
Ширина спектра випромінювання	$\lambda_r=60 \text{ \AA}$
Робочий інтервал температур навколишнього середовища	$15 \div 30^\circ\text{C}$
Режим імпульсний	
Амплітуда імпульсу струму	до $I=100 \text{ A}$
Тривалість імпульсу струму	до $\tau_{\text{imp}}=0,15 \text{ mks}$
Частота повторення імпульсів	$f=500 \text{ Hz}$
Імпульсна потужність випромінювання	$P_r=25 \text{ W}$



- 1 – n-тип
- 2 – p-тип
- 3 – р-п перехід
- 4 – омічні контакти
- 5 – тепловідвідні контакти

6 – сферична виточка



- 1 – металізована підкладка
- 2 – шар металізації
- 3 – мідна смужка
- 4 – смужка GaAs-AlxGa<sub>1-x</sub>As
- 5 – відбивне покриття

Рис. 5.

Наведемо далі деякі співвідношення для оцінок енергетичних характеристик напівпровідникових лазерів.

Потужність вихідного випромінювання напівпровідникового лазера визначається формулою

$$P_{out} = \frac{h\nu}{eU} \eta_q (1 - R_2) (P_E - IU) \quad (2)$$

де  $h\nu$  – енергія кванту випромінювання;  $\eta_q$  – квантовий вихід випромінювання;  $U$  – зовнішня напруга на р-п-переході;  $(1 - R_2)$  – коефіцієнт пропускання грані резонатора ( $R_2$  – коефіцієнт відбиття напівпрозорої грані);  $P_E$  – електрична потужність, проведена до р-п-переходу;  $I$  – пороговий струм.

К.К.Д. напівпровідникового лазера

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_E + I^2 R} \quad (3)$$

де  $R$  – опір, послідовний з р-п-переходом.

На закінчення відзначимо, що напівпровідниковий лазер на р-п-переході, маючи ряд недоліків (велика розбіжність світлового променя, широка лінія випромінювання), має ряд важливих переваг перед іншими лазерами. Він має високий ККД, близький до одиниці, малими розмірами, простотою конструкції, великою потужністю, яка знімається з  $1 \text{ см}^2$  поверхні, що випромінює, можливістю роботи при кімнатній температурі (в імпульсному режимі). Всі ці переваги обумовлюють широке практичне застосування таких лазерів.

### 3. Програма роботи.

1. Ознайомлення з конструкцією напівпровідникового лазера «LD-3» і умовами його функціонування.

2. Зібрати схему (рис. 6) і включити генератор імпульсів струму. Змінюючи частоту проходження імпульсів і їх амплітуду, вивести лазерний діод на нормальний режим роботи (див. табл. 1).
3. Виміряти довжину хвилі випромінювання за допомогою монохроматора.
4. Виміряти кут розходження променя лазера.
5. Зняти і пояснити залежність вихідного сигналу лазера при зміні амплітуди струму накачування.

#### 4. Методичні вказівки.

До пункту 1. Для дослідження особливостей роботи напівпровідникового лазера зібрати експериментальну схему, згідно рис. 6.

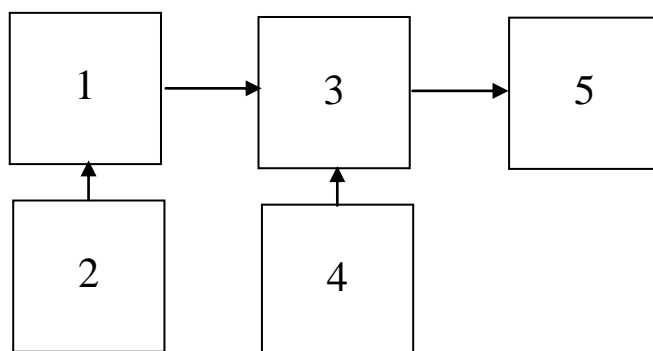


Рис. 6.

1. Напівпровідниковий лазер (LD-3).
2. Генератор імпульсів струму (ГИТ-7)..'
3. Фотоелектронний помножувач (ФЭУ-62).
4. Блок живлення ФЕУ (БВ2-2)
5. Осцилограф (С1-31)

#### Програма роботи

1. Включити осцилограф.
2. Включити тумблер «Сеть» генератора імпульсів накачки ГИТ-7 і через 1 хв тумблер «Пуск».
3. Встановити фотодіод на відстані 10 ... 15 мм від лазерного діода. Регулюванням «Амплітуда тока» на генераторі «ГИТ -7» добитися появи на екрані осцилографа імпульсів випромінювання. Змінюючи відстань між фотодіодом і лазером і виставивши струм на мікроамперметрі «ГИТ -7»  $I_{load} = 80$  в.о. (Відносних одиниць поділок), отримати на екрані осцилографа імпульси амплітудою в 5-6 ділень. Амплітуда цих імпульсів пропорційна потужності випромінювання лазера, тому в експериментах потужність випромінювання представляється у відносних одиницях (подліках).
4. Зняти світлову характеристику лазерного діода - залежність потужності випромінювання (у відносних одиницях) від амплітуди струму накачування (у відносних одиницях)
5. Виставити на «ГИТ -7» амплітуду струму  $I_{load} = 80$  в.о.. Повертаючи фотодіод щодо лазерного діода з кроком  $5^\circ$  зняти діаграму спрямованості лазерного випромінювання. Побудувати її в полярних координатах.
6. Виставити, амплітуду струму накачування  $I_{load} = 80$  в.о.. Встановити фотодіод на відстані 30 см від лазерного діода і помістити між ними лінзу, приблизно в 4 см від



- лазера. Виміряти кут повороту  $\varphi_{0,5}$  рейтера з фотодіодом, при якому потужність випромінювання (амплітуда імпульсу на осцилографі) падає вдвічі.
7. Збільшити відстань між фотодіодом і лазерним діодом ще на 30 см. Повторити процедуру п.6, визначивши кут  $\varphi'_{0,5}$ . Порівняти кути  $\varphi_{0,5}$  і  $\varphi'_{0,5}$ .
  8. Повторити пп.6 і 7, збільшивши і зменшивши на 0,5 см відстань між лінзою і лазерним діодом.
  9. Визначити, в якому з експериментів була досягнута найкраща колімація лазерного випромінювання. Розрахувати кут розходження для кожного положення лінзи. Порівняти з розходженням отриманим в експерименті п. 5 (без лінзи).

#### Контрольні питання з напівпровідникового лазера

1. Матеріали, що використовуються в напівпровідникових лазерах
2. Механізм збудження напівпровідникових активних середовищ.
3. Гомо- та гетероструктури напівпровідникових лазерів.
4. Вироджений і невироджений напівпровідник.
5. Умова інверсії населеності для напівпровідникового активного середовища.
6. Світлодіодний і лазерний режим роботи напівпровідникового лазера.
7. Вплив резонатора на властивості лазерного випромінювання.
8. Одинарна і подвійна гетероструктури.
9. Методи створення напівпровідникових лазерних структур.
10. Утримання носіїв заряду і фотонів в гетеролазерах.
11. Поздовжні і поперечні моди лазера.
12. Механізм генерації випромінювання в напівпровідниковому лазері.
13. Фізичний сенс рівня Фермі в напівпровіднику.
14. Діаграма спрямованості випромінювання напівпровідникового лазера.
15. Ступінь поляризації випромінювання.
16. Вольт-амперна характеристика напівпровідникового лазера.
17. Властивість лазерного випромінювання.
18. Порівняння властивостей лазерного випромінювання з властивістю випромінювання світлодіода.
19. Ефективність роботи напівпровідникового лазера при низьких і кімнатних температурах.
20. Області застосування напівпровідникових лазерів.